



**HAL**  
open science

## Téledétection dans l'infrarouge thermique

Raphaël Antoine, Téodolina Lopez

► **To cite this version:**

Raphaël Antoine, Téodolina Lopez. Téledétection dans l'infrarouge thermique. Muriel Gasc-Barbier, Véronique Merrien-Soukatchoff et Pierre Bérest. Manuel de Mécanique des Roches: Tome V - Thermomécanique des Roches, 2017. hal-02865102

**HAL Id: hal-02865102**

**<https://hal.science/hal-02865102>**

Submitted on 11 Jun 2020

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# 4 - Télédétection dans l'infrarouge thermique

Raphael Antoine<sup>1</sup>, Teodolina Lopez<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Centre d'Etudes et d'Expertise sur les Risques, l'Environnement, la Mobilité et l'Aménagement (Cerema), Rouen,

<sup>2</sup>Centre d'Etudes Spatiales de la Biosphère (CESBIO), Université de Toulouse,

<sup>3</sup>Maintenant à l'International Space Science Institute (ISSI) Bern, Switzerland.

## 1. Introduction

Depuis les années 1970, la télédétection (avec des capteurs spatiaux, aéroportés ou *in-situ*) est une science qui intègre la détection, l'identification et l'interprétation des rayonnements électromagnétiques. Ces rayonnements sont partout autour de nous et peuvent être d'origine naturel (surfaces planétaires et/ou atmosphères) ou artificiel. Ils s'étendent sur une large gamme de longueur d'onde  $\lambda$  allant de  $10^{-14}$  m (rayonnement gamma) à  $10^5$  m (ondes radio) et caractérisent le spectre électromagnétique. La grande majorité des capteurs utilisés dans l'étude des surfaces planétaires observent de l'ultraviolet ( $10^{-9}$  m) aux micro-ondes ( $10^{-3}$  m) (Figure 1).

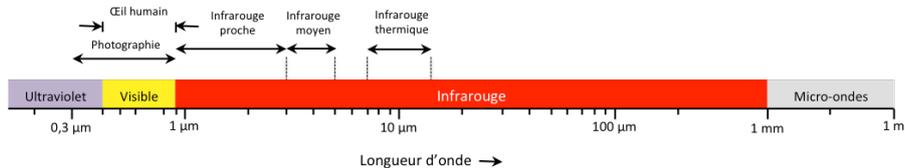


Figure 1 : Spectre électromagnétique depuis l'ultraviolet jusqu'aux micro-ondes.

L'infrarouge thermique est défini par la partie du spectre situé dans la gamme 0,7-100 µm (Settle, 1980). L'énergie correspondant à l'infrarouge thermique est émise par tous les objets possédant une température supérieure au zéro absolu. En effet, des mouvements aléatoires des particules dans ces objets provoquent des collisions. Cette agitation engendre un rayonnement électromagnétique émis à la surface du corps et la mesure indirecte de cette agitation donne la température. L'œil humain n'est pas sensible au rayonnement thermique, car il ne détecte que les longueurs d'onde du domaine visible, comprises entre 0,390 et 0,7 µm, qui correspond à l'énergie émise par la surface du Soleil (température de 6 000 K) comme expliqué plus loin. Néanmoins, certains animaux comme les serpents sont capables de détecter leur proie grâce à leur rayonnement dans l'infrarouge thermique (Gracheva *et al.* 2010). De petits canaux, placés à l'avant de leur tête et sensibles à l'énergie émise par la proie, permettent la transmission d'un signal électrique au système optique de l'animal. Une image de la température de la proie est ainsi générée par le cerveau, proche de celle que l'on obtient avec un capteur thermique.

L'étude du flux radiatif dans le domaine de l'infrarouge thermique permet de quantifier la température du sol, de l'océan et/ou des nuages. Ainsi plusieurs satellites, mesurant le flux radiatif, sont en orbite autour de la Terre. Leur résolution spatiale peut par exemple descendre jusqu'à 90 m/pixel pour le capteur ASTER (Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer) à bord de Terra. Il existe également d'autres capteurs dans l'infrarouge thermique en orbite sur Mars tel que THEMIS (Thermal Emission Imaging System) avec une résolution de 100 m/pixel, à bord de Mars Odyssey. D'autres ont été envoyés aux confins du système solaire pour étudier les astéroïdes (2867) Šteins et (21) Lutetia avec l'instrument VIRTIS (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer) à bord de Rosetta (Coradini *et al.*, 1998), ou survoler certaines planètes et leurs satellites comme Saturne et l'instrument CIRS (Composite Infrared Spectrometer) à bord de la sonde Cassini (Flasar *et al.*, 2004). Afin d'observer le rayonnement thermique émis par la surface planétaire (avec des capteurs embarqués), il est nécessaire de se soustraire au maximum de l'influence de l'atmosphère. Par conséquent sur Terre, deux fenêtres atmosphériques sont couramment utilisées dans les applications en Sciences de la Terre : celle comprise entre 3 et 5  $\mu\text{m}$  (appelée infrarouge moyen IRM) et celle dans la gamme 8-14  $\mu\text{m}$  (infrarouge thermique IRT) (figure 2). Pour ces deux fenêtres l'absorption par l'atmosphère du rayonnement émis par la surface terrestre est minimale. Au-delà de 20  $\mu\text{m}$ , l'influence de l'atmosphère devient trop importante et celle-ci redevient opaque au rayonnement thermique de la surface. Il est à noter que la mesure des températures de surface s'effectue surtout dans la gamme 8-14  $\mu\text{m}$ , car la quantité d'énergie radiative émise par l'objet à température ambiante est plus importante dans ce domaine que dans la fenêtre 3-5  $\mu\text{m}$ .

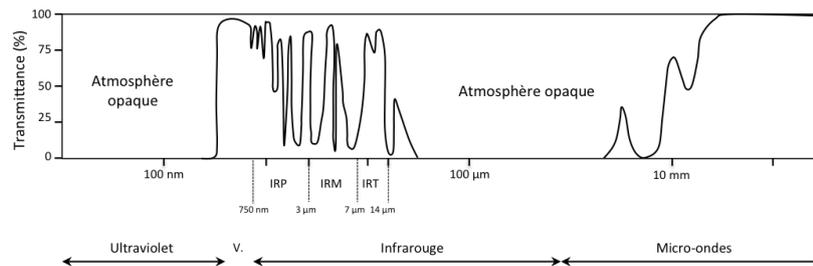


Figure 2 : Transmittance de l'atmosphère standard en fonction de la longueur d'onde.

Longtemps cantonnée aux applications militaires puis à l'étude spatiale de phénomène à grande échelle, la télédétection thermique se démocratise de plus en plus. En effet, les progrès réalisés dans la miniaturisation des capteurs thermiques depuis quelques années permettent désormais la mesure de température de surface depuis un drone ou un smartphone.

L'objectif de ce chapitre pluridisciplinaire est de fournir au lecteur :

- Un aperçu des travaux menés depuis 40 ans sur les températures de surface, au travers d'études de terrain, aéroportées ou satellitaires, à la fois sur Terre et sur Mars. Ce domaine étant relativement méconnu en Géosciences, les différentes parties de ce chapitre ont vocation à être généralistes et riches en bibliographie ;

- Des clés, afin de comprendre l'influence des principaux paramètres physiques, optiques et géométriques sur les températures proches de la surface (conductivité thermique, albédo, émissivité et topographie) à partir de résultats théoriques, expérimentaux et d'observations réalisées sur le terrain.

## 2. Notion de base : rayonnement du corps noir

Le rayonnement thermique émanant d'un objet géologique dépend de sa température de surface  $T$  [°C ou K], elle-même dépendante de la température régnant en profondeur. Le rayonnement électromagnétique est émis par les objets, en fonction de leur température. Kirchhoff (1860) définit un corps idéal, appelé "corps noir", pour lequel la surface absorberait l'ensemble du spectre électromagnétique incident, c'est à dire un corps sans transmission ni réflexion. Dans ce cas, le rayonnement électromagnétique total à une certaine longueur d'onde provenant d'un objet ne dépend que de la température de la surface (Planck, 1901). Ce flux est ramené à une surface unitaire. On parle alors de luminance énergétique spectrale  $B_{obs}$  (aussi appelée brillance ou radiance) en [ $\text{W m}^{-2} \text{m}^{-1}$ ] qui dépend de la longueur d'onde. La loi de Planck (1901) s'écrit :

$$B_{obs} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{-hc/(\lambda kT)} - 1} \quad (1)$$

Avec  $h$  la constante de Planck ( $6,62 \cdot 10^{-34}$  J s),  $c$  la vitesse de la lumière ( $3 \cdot 10^8$  m  $\text{s}^{-1}$ ) et  $k$  la constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  J  $\text{K}^{-1}$ ). Un exemple de carte de flux radiatif émis par la Terre est présenté en figure 3.

En ayant accès à la brillance observée  $B_{obs}$ , on peut alors estimer la température de brillance de l'objet étudié (encore appelée température radiométrique). Cette température de brillance correspond à la température si l'objet étudié était un corps noir émettant la même brillance que  $B_{obs}$ . Elle s'exprime en posant  $\alpha = \frac{hc}{\lambda k}$  :

$$T(\lambda) = \frac{\alpha}{\ln\left(\frac{2\alpha ck}{\lambda^4 B_{obs}} + 1\right)} \quad (2)$$

Lorsque l'expression (1) est intégrée sur toutes les longueurs d'onde, on obtient une puissance émise par unité de surface [ $\text{W m}^{-2}$ ], décrite par la loi de Stefan Boltzmann :

$$E = \epsilon \sigma T^4 \quad (3)$$

Avec  $\sigma$  la constante de Stefan ( $5,671 \cdot 10^{-8}$   $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ ) et  $\epsilon$  l'émissivité du matériau ( $\epsilon = 1$  dans le cas d'un corps noir et  $\epsilon < 1$  dans le cas des matériaux réels), qui permet de quantifier son efficacité à émettre de l'énergie (section 5.2.2). En effet, le rayonnement émis par une surface réelle est moins efficace que celle émise par un corps noir à la même température.

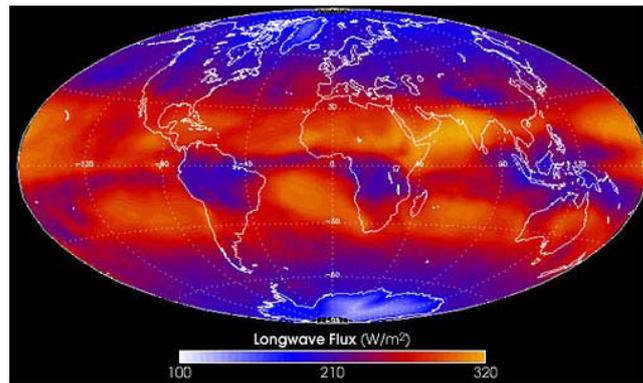


Figure 3 : Estimation des flux émis par la Terre à partir de données acquises dans l'infrarouge thermique (données de CERES Instrument Team/NASA).

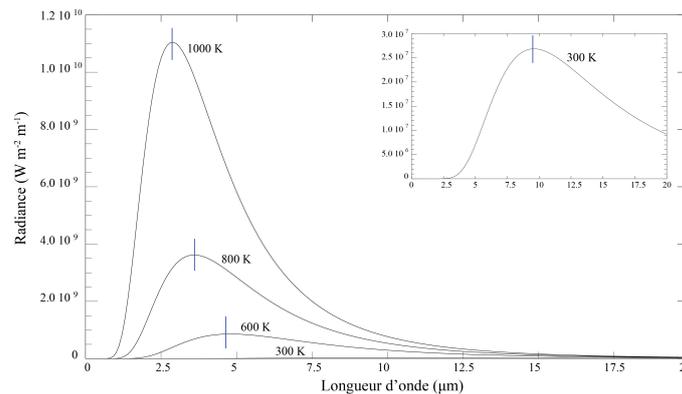


Figure 4 : Graphique représentant les valeurs de luminance d'un corps noir pour des longueurs d'ondes comprises entre 0 et 20  $\mu\text{m}$  et des températures du corps noir de 300, 600, 800 et 1000 K. Les traits bleus représentent les valeurs de  $\lambda_{max}$  spécifiques à chaque température.

La loi de Stefan Boltzmann montre qu'il existe une relation entre la température d'un corps noir et l'énergie émise à cette même température. Lorsqu'un corps est maintenu à une température constante, l'énergie radiative émise varie en fonction de la longueur d'onde. En effet pour une longueur d'onde spécifique, on observera un maximum d'énergie émis appelé pic d'énergie radiatif ( $\lambda_{max}$ ). Cette longueur d'onde  $\lambda_{max}$  est inversement proportionnelle à la température du corps. Lorsque cette température augmente, la quantité totale d'énergie radiative émise (représentée par l'aire en-dessous de la courbe) augmente et le  $\lambda_{max}$  se décale vers les plus courtes longueurs d'ondes. Ce déplacement de la température du corps est décrit par la loi de Wien :

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad (4)$$

où  $b$  est la constante de Wien qui vaut  $2,898^{-3} \text{ m K}$ . Pour exemple, un corps comme la Terre a une température de surface d'environ 300 K. En substituant cette température dans l'équation 4, on obtient une valeur de  $\lambda_{max}$  de 9.7  $\mu\text{m}$  (Fig. 4) qui

représente la limite inférieure du domaine de l'infrarouge thermique.

La caractérisation des températures de surface (ou des propriétés du sol observé) à partir du rayonnement thermique est relativement récente en Sciences de la Terre (années 70). Cette situation tire son origine i) de la disponibilité de capteurs permettant ces mesures, cette technologie étant restée cantonnée aux applications militaires pendant plusieurs dizaines d'années et ii) de la complexité même du signal observé. Deux raisons peuvent être évoquées pour comprendre cette complexité :

- les objets emmagasinent de l'énergie durant le jour et la restituent ensuite la nuit. Il est donc nécessaire de tenir compte de l'évolution de la température (souvent sur une partie au moins du cycle diurne) pour caractériser le comportement thermique des objets ;
- la caractérisation de la température de surface est profondément pluridisciplinaire, car elle nécessite la connaissance des processus de conduction thermique (transfert de chaleur à l'intérieur des matériaux par mouvement des atomes), de convection (mouvements de fluide et transferts de chaleur dans la couche limite atmosphérique et dans le sol) et de rayonnement ;

De nombreux paramètres sont ainsi susceptibles d'influencer la dynamique et l'amplitude du champ thermique. Les cycles journaliers dépendent en premier lieu des conditions d'ensoleillement (latitude, orientations des surfaces). L'amplitude de ce cycle dépend :

- des propriétés physiques (conductivité, densité, porosité, granulométrie)
- des propriétés optiques de la surface (albédo et émissivité).

Lorsque la planète possède une atmosphère, l'évolution de la température de surface est aussi contrôlée par les propriétés thermiques, dynamiques et chimiques de l'enveloppe gazeuse (échanges diffusifs, radiatifs et convectifs à l'interface) et donc par sa composition. L'interprétation des températures de surface nécessite donc de comprendre ces échanges de chaleur entre la roche constituant la surface et l'atmosphère. Souvent, la modélisation numérique s'avère nécessaire afin de quantifier les différences de flux d'énergie à la surface et à l'intérieur des objets (et donc leur température), ainsi que leur évolution.

### 3. L'infrarouge thermique dans les Géosciences

Le rayonnement infrarouge a été découvert en 1800 par l'astronome et musicien Sir Frederick William Herschel. Dès lors et jusqu'en 1960, les développements technologiques associés à cette découverte sont principalement militaires et considérables pendant les deux grandes guerres (tableau 1). À partir des années 1970, les premières missions scientifiques apparaissent et les surfaces planétaires sont cartographiées par des satellites embarquant des détecteurs thermiques. Depuis une quinzaine d'années maintenant, des caméras thermiques portatives sont utilisées sur le terrain ou sont aéroportées et permettent d'obtenir des données de très haute résolution.

Tableau 1 : Historique du développement de l'imagerie infrarouge thermique.

DATE/PÉRIODE	ÉVÈNEMENT
1800	Découverte du rayonnement infrarouge par Sir Frederick William Herschel (1738-1822). Celui-ci parle alors de « chaleur radiante », le terme « infrarouge » n'apparaissant qu'en 1860.
1879	Invention du premier capteur thermique (appelé bolomètre) capable de mesurer des variations de température de l'ordre de 1/10,000 °C par S. P. Langley.
Première guerre mondiale	Détection d'hommes et d'avions à une distance de 120 m par S. O. Hoffman.
Années 1930	Développement par l'Allemagne du système Kiel, permettant de faire la différence entre bombes et chasseurs
Seconde guerre mondiale	Développements des détecteurs thermiques les plus importants. Premier photo-détecteur à sel.
1960	Premières données militaires rendues publiques sur la couverture nuageuse régionale et le mouvement des fronts météorologiques obtenues par le U. S. Television IR Operational Satellite (TIROS).
1968	Système infrarouge thermique militaire de faible résolution spatiale et sensibilité rendu publique par le gouvernement américain.
1977	Lancement du premier satellite de la famille METEOSAT 1ère génération. Résolution spatiale de 2,5 à 5 km/pixel et un temps de revisite de 30 min.
1978	Première mission scientifique dans l'infrarouge thermique. Lancement de la Heat Capacity Mapping Mission (HCMM) par la NASA, capable d'obtenir des données dans l'infrarouge thermique avec une résolution spatiale de 600 x 600 m.
1980	Développement du Thermal Infrared Multispectral Scanner (TIMS) par la NASA et le Jet Propulsion Laboratory acquérant des données infrarouge thermiques sur 6 bandes spectrales espacés d'un intervalle <1.0 mm.
1982/84	Lancement de Landsat Thematic Mapper 4 and 5 (données de 120 x 120 m dans l'infrarouge thermique dans la gamme 10.4 - 12.5 mm.
1999	Lancement de l'instrument Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) à bord des satellites TERRA.
1999	Lancement de l'instrument Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer (ASTER) à bord du satellite TERRA.
2002	Lancement de l'instrument Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) à bord des satellites AQUA.
2002	Lancement de la deuxième génération METEOSAT. Résolution spatiale d'1 km/pixel et un temps de revisite de 15 min.
Aujourd'hui	Le NOAA Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) enregistre des données thermiques à une résolution spatiale de 8 x 8 km pour la prévision météorologique. Les données sont acquises toutes les 30 minutes nuit et jour. Le NOAA Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) collecte des données de 1.1 x 1.1 km et de 4 x 4 km.

Grâce à ces outils de plus en plus performants, plusieurs types d'informations peuvent être obtenus à partir de l'analyse de données acquises dans l'infrarouge thermique. Les applications potentielles en géosciences sont très nombreuses et en développement constant :

En géologie :

- Identification et cartographies des différents faciès géologiques (Watson, 1975) ;
- Cartographie structurale (Sabins, 1969 ; Warwick *et al.*, 1979) présentée dans la figure 5;
- Caractérisation et monitoring des flux de chaleur (Yuhara, 1977 ; Calvari and Pinkerton, 2004, Coppola *et al.*, 2010; Antoine *et al.*, 2009) ;
- Cartographie et évolution des coulées de laves (Francis *et al.*, 1993; Harris *et al.*, 2007).
- Cartographie des propriétés physiques de la surface (Watson, 1975)

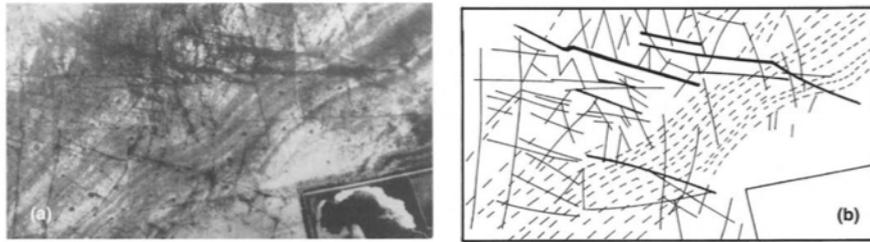


Figure 5 : a) Image thermique montrant des linéaments structuraux dans la zone de Stilfonstein en Afrique du Sud. Les zones de faille sont plus froides (sombres) que le milieu environnant, reflétant une évaporation plus importante; b) carte interprétative de l'image thermique (Warwick *et al.*, 1979).

En géotechnique :

- Détection de cavités souterraines (Fauchard *et al.*, 2004) ;
- Détection de fuites dans les digues (Radzicki, 2014);
- Caractérisation thermique de falaises ou de glissement de terrain (Kosugi *et al.*, 2012 ; Baroň *et al.*, 2014);
- Caractérisation de zones d'infiltrations préférentielles dans les ouvrages d'art (Antoine, 2014), présentée dans la figure 6.



Figure 6 : a) image visible d'un tunnel de voie ferrée; b) image thermique correspondante, montrant des anomalies froides (couleurs foncées) associées à des infiltrations d'eau (Antoine et al., 2014).

En hydrologie :

- Cartographie de zones de l'humidité de surface (Pratt et Ellyett (1979) ;
- Caractérisation de cours d'eau (Tonolla *et al.*, 2010 ; Wawrzyniak, 2012), présentée dans la figure 7;
- Cartographie des glaciers (Kääb *et al.*, 2003) ;
- Caractérisation de la circulation des nappes d'eau (Lopez *et al.*, 2016) ;
- Étude de la dispersion de polluants et des sédiments (Muthulakshmi *et al.*, 2013) ;
- Cartographie des zones d'émergences des eaux souterraines (Akawwi *et al.*, 2008 ; Schuetz and Weiler, 2011).

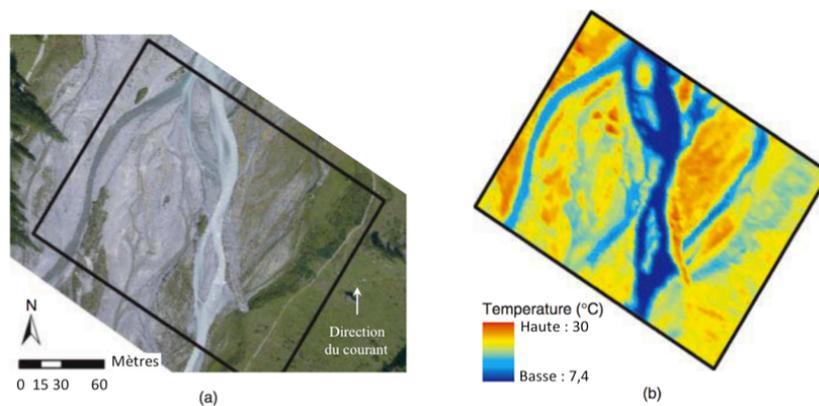


Figure 7 : Caractérisation des températures de surface d'un système fluvial à partir de données thermiques aériennes. a) image visible; b) image thermique correspondante (d'après Tonolla et al., 2010). Le cours d'eau apparaît plus froid que la roche pendant la journée.

En météorologie :

- Caractérisation de la structure thermique de l'atmosphère (Smith *et al.*, 2001);
- Étude de la distribution de particules atmosphériques (Peterfreund and Kieffer, 1979).

En océanographie :

- Évaluation de l'intensité des courants océaniques ou des upwellings (e.g. Steissberg *et al.*, 2005) ;
- Suivi de l'évolution des courants océaniques (Cornillon and Watts, 1987, O'Neill *et al.*, 2005, Tokinaga *et al.*, 2005).

## 4. Les capteurs utilisés dans l'infrarouge thermique

### 4.1. Capteurs : chaîne de traitement et calibration

Les capteurs thermiques mesurent de façon passive le rayonnement émis par la surface. De façon générale, le principe consiste en l'acquisition progressive des données radiométriques, grâce à des barrettes de cellules photosensibles disposées en ligne. L'acquisition est ainsi effectuée ligne par ligne au cours du mouvement du vecteur (satellite, aéronef ou utilisateur au sol) : on dit qu'elle est réalisée par balayage. Ce processus permet ainsi la constitution d'une image formée de l'ensemble des lignes de mesure. Cette acquisition peut se faire dans plusieurs bandes spectrales : par exemple, l'instrument Thematic Mapper des satellites Landsat 4 et 5 (figure 8) acquiert des données dans 7 bandes spectrales, allant du visible jusqu'à l'infrarouge thermique. L'instrument MODIS observe la surface de la Terre sur pas moins de 36 bandes spectrales dans la gamme 0,4  $\mu\text{m}$ -14  $\mu\text{m}$ .

Le rayonnement parvient au capteur via un dispositif optique constitué de lentilles, filtres et miroirs. Les cellules photos-sensibles convertissent alors ce signal analogique en un courant électrique faible, dont l'intensité varie avec celle de la brillance observée. Après amplification, ce signal est numérisé par un convertisseur analogique-numérique (de 8 à 14 bits selon les convertisseurs), et fournit une image de la surface composée de ces valeurs codées. Pour trouver la relation entre les valeurs codées et les valeurs de brillance mesurées, on effectue une calibration du capteur :

- avant le vol : au laboratoire, sur des objets aux propriétés physiques et optiques parfaitement connues (se rapprochant le plus possible d'un corps noir),
- en vol : entre les périodes d'acquisition, une calibration peut être réalisée depuis l'orbite sur des objets connus et présents en surface, mais aussi grâce au ciel profond, que l'on considère comme un corps noir avec une température de 4K.

Cette calibration permet de transformer l'image des valeurs codées en image de brillance. L'obtention de l'image de température de brillance est obtenue en bout de *chaîne* de traitement, en utilisant l'équation 2. Cette étape est souvent réalisée par l'utilisateur lui-même dans le cas des radiomètres imageurs embarqués en orbite. Plusieurs interfaces en ligne peuvent ainsi être mises à disposition afin de

convertir les données de brillance en données de température de brillance (THMPROC pour l'instrument THEMIS par exemple).

#### 4.2. Résolution spectrale et radiométrique

La capacité du détecteur à distinguer des bandes de longueur d'onde différente est appelée la résolution spectrale. Celle-ci dépend surtout de la qualité des filtres placés en amont des barrettes. Son aptitude à discerner des différences de brillance  $B_{obs}$ , plus ou moins grandes dans une bande spectrale définie, se nomme la résolution radiométrique. On parle aussi de sensibilité en température. Par exemple, l'instrument ASTER permet officiellement de détecter des différences de température de la surface inférieures à 0,3 K sur ses 5 bandes thermiques à une température de 300 K. Certaines d'études pré-lancement semblent montrer que cette sensibilité peut être réduite à la gamme [0.05-0.09] K (Crippen *et al.*, 2007)

#### 4.3. Résolution spatiale

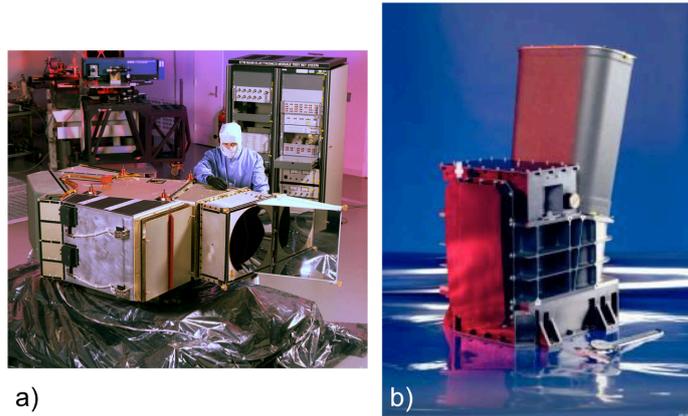


Figure 8 a) Instrument ETM+ de Landsat 7; b) Imageur THEMIS orbitant autour de Mars (images NASA).

La résolution spatiale détermine finalement la taille du pixel, élément le plus petit qui peut être distingué sur l'image finale. Les capteurs actuels travaillant dans le visible ou le proche infrarouge, à bord de satellites, ont une résolution de 30 m (Landsat TM), ou de 20 et 10 m (SPOT HRV). La résolution est toujours plus faible pour les radiomètres travaillant dans l'infrarouge thermique (120 m pour Landsat TM, 1 km pour NOAA-AVHRR) ou dans les micro-ondes (15 km). Le système de balayage par un dispositif mécanique (miroir oscillant ou tournant) et le mouvement du vecteur (satellite ou avion) impose à l'imagerie des radiomètres des distorsions géométrique importantes : les données de télédétection ne sont jamais, sans un traitement spécifique, superposables à une carte.

La résolution spatiale dépend du champ d'observation du détecteur (IFOV = Instantaneous Field Of View). Il caractérise les dimensions de la surface observées à un moment donné selon l'altitude du vecteur. L'IFOV dépend de la sensibilité radiométrique des capteurs, car l'amplitude du rayonnement mesuré dépend de la surface ciblée, et de la bande spectrale utilisée, puisque l'énergie transportée par rayonnement décroît avec la longueur d'onde.

Tableau 2 : Résolution spatiale des radiomètres embarqués sur plateforme satellitaire pour la terre et Mars.

<b>TERRE</b>	
AIRS (Atmospheric Infrared Sounder)	4-15m/pixel
ASTER (Advanced Spaceborne Thermal Emission et Reflection Radiometer)	90 m/pixel
LANDSAT ETM+ (Thematic Mapper) (figure 7)	60 m/pixel
HCMM (Heat Capacity Mapping Mission)	600 m/pixel
AATSR (Advanced along-track Radiometer Scanner)	1 km/pixel
AHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer)	2 km/pixel
SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager)	5 km/pixel
MODIS (Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer)	1 km/pixel
<b>MARS</b>	
IRTM (Infrared Thermal Mapper)	5 km/pixel
Thermal Emission Spectrometer (TES)	3 km/pixel
Thermal Emission Imaging System (THEMIS) (figure 7)	100 m/pixel

#### 4.4. Le cas des caméras thermiques

Dans le cas des caméras thermiques, l'énergie émise par un objet est focalisée par l'optique sur un détecteur infrarouge, comme pour un radiomètre imageur. Ce capteur envoie les informations à la section électronique du capteur chargée du traitement d'image. Le système électronique va directement convertir les données du détecteur en une carte de température, constituant une image qui peut être observée dans un viseur ou sur un écran. Cette dernière étape constitue une différence importante par rapport aux radiomètres imageurs embarqués sur des satellites où les traitements en température sont souvent réalisés par l'utilisateur lui-même.

Les caméras thermiques se sont d'abord développées pour les applications militaires dans les années 1950-1960. En effet, sa capacité à détecter un objet à travers la brume, la pluie ou la neige faisait de la caméra thermique un outil particulièrement intéressant sur le terrain. La première caméra thermique civile a été mise au point en 1965 par la société suédoise AGA (devenue FLIR systems). Elle était utilisée pour l'inspection des lignes électriques mais était très encombrante. Il a fallu attendre 1973 pour voir apparaître la première caméra infrarouge portable sur batterie. Bien que qualifiée de portable, celle-ci restait très encombrante. En effet, la technologie utilisée à cette époque nécessitait de remplir la caméra d'azote liquide pour refroidir son détecteur infrarouge (afin de s'affranchir de rayonnements parasites). Cette situation a perduré jusqu'en 1985, année pour laquelle FLIR Systems a présenté le premier système sans azote liquide, refroidi par un système cryogénique. La première caméra thermique avec détecteur non refroidi, appelé microbolomètre est apparue sur le marché en 1997. Cette étape a constitué une avancée majeure dans la technologie de l'infrarouge thermique. L'un des principaux avantages du microbolomètre est l'absence de pièce mobile. Il est donc moins exposé aux pannes. Il est également moins coûteux

à produire, ce qui a permis aux fabricants de caméras thermiques de baisser leurs prix. Depuis, la technologie de l'imagerie thermique a

Infratec Variocam HD (2014)	2048*1536 pixels
FLIR PM695	640*480 pixels
NEC AVIO Thermoshot	160*120 pixels
FLIR Lepton	80*60 pixels

Tableau 3 : Taille des capteurs de quelques caméras thermiques.



Figure 9 : Exemples de caméras thermiques par ordre de taille de capteur. a) Caméra haute résolution ©Infratec Variocam HD; b) Caméra ©FLIR PM965; c) Caméra ©NEC AVIO Thermoshot; d) Micro-détecteur ©FLIR Lepton pouvant être monté sur plateforme d'acquisition ©ARDUINO ou ©RASBERRY PI.

#### 4.5. Un nouveau vecteur pour l'imagerie thermique : le drone

La plupart des données de télédétection en Science de la Terre ont presque exclusivement été obtenues à partir d'aéronefs et de satellites. Cependant, plusieurs applications demandent une résolution temporelle et spatiale que ne peuvent pas fournir ces supports. Aujourd'hui, la miniaturisation des caméras thermiques et la diminution importante de leur masse permettent leur utilisation sur les drones. En effet, les drones civils permettent de transporter une charge utile allant jusqu'à 8 kg pour une autonomie de 2h, par exemple le Copter 4 de la société Surveycopter (Airbus). Ces dernières années, diverses tentatives ont permis de réaliser des mesures radiométriques avec succès par plusieurs équipes dans le monde (Sheng *et al.*, 2010, Bland *et al.*, 2004). Ils permettent une flexibilité importante en termes d'acquisition des données, la mise en œuvre d'un aéronef de type avion ou hélicoptère étant peu économique. Ce nouveau vecteur offre désormais la possibilité d'atteindre des résolutions très fines (pluri-millimétriques). Enfin, la mise au point de systèmes multi-spectraux à faible coût sont aussi désormais possibles grâce au développement de nacelles stabilisées très précises, pouvant accueillir divers instruments émettant des informations en temps réel (figure 10).



Figure 10 : Drone Copter 1B (©EADS-Surveycopter) possédant une caméra thermique ainsi qu'un appareil photo de type reflex (IFSTTAR/Cerema); b) Drone ©Phantom 2 de la société DJI équipé d'une caméra thermique ©FLIR Vue.

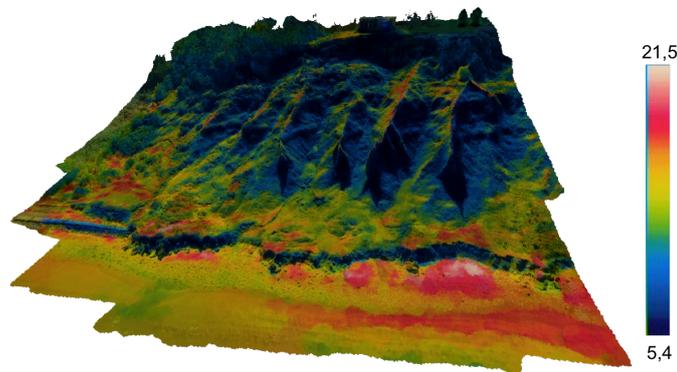


Figure 1 : Carte 3D des températures de surface de la falaise des Vaches Noires (Normandie), plaquée en transparence sur un modèle numérique de terrain de la zone. La résolution spatiale du modèle est ici de 7 centimètres. Ces modèles ont été réalisés grâce à un drone EADS-Surveycopter Copter 1B (figure 9, Antoine *et al.*, 2016).

En Géosciences, plusieurs études ont permis d'obtenir des données dans l'infrarouge thermique à partir d'instruments embarqués sur drones. On peut citer par exemple les études récentes sur les volcans de boue en Italie (Amici *et al.*, 2013) ou sur la dynamique côtière (Lomax *et al.*, 2005, Antoine *et al.*, 2016). Le drone permet enfin d'accéder à des études tridimensionnelles notamment pour la compréhension du comportement thermique des sols dans les zones à topographie marquée. Un exemple de ce type de résultats obtenus grâce à un drone hélicoptère (figure 10) est présenté dans la figure 11. L'appareil a été mis en œuvre pour l'acquisition de données dans le visible et l'infrarouge thermique de la zone de glissement argileux des Vaches Noires près de Villers-sur-Mer en Normandie (Antoine *et al.*, 2016). Ces données ont permis la réalisation d'un modèle numérique de terrain de résolution pluri-centimétrique (entre 2 et 6 cm/pixel) par

méthode photogrammétrique (Deseilligny and Clery, 2011), ainsi que d'une carte de température 3D de la zone. La figure 11 montre le champ de température de surface plaqué en transparence sur le modèle numérique de terrain de la zone étudiée. Ce modèle thermique peut servir i) à l'analyse géomorphologique du site (zonage des zones consolidées, de la granulométrie des matériaux composant le glissement, fracturation,...) et ii) à la compréhension de son comportement hydrologique (caractérisation des zones d'infiltration préférentielle, des résurgences). En outre, ce type de modélisation ouvre des perspectives intéressantes dans la compréhension de l'influence de la topographie sur le champ thermique de zones à topographie complexe.

## 5. Comportement thermique des surfaces planétaires

### 5.1. Bilan d'énergie à la surface d'une planète

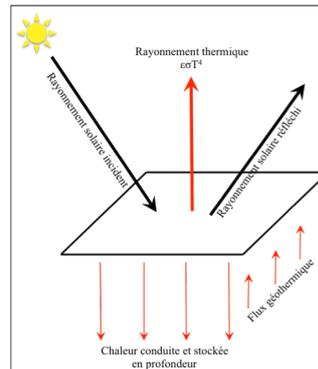


Figure 12 : Bilan d'énergie à la surface d'une planète.

La détermination du comportement thermique de surface d'un sol nécessite au préalable la connaissance des échanges énergétiques à l'interface entre le sous-sol et l'atmosphère. Lorsque le rayonnement atteint un objet, une partie est réfléchi et le reste est transmis ou absorbé. En général, les objets étudiés en Géosciences sont opaques, c'est à dire qu'il n'y a pas de rayonnement transmis à travers les objets. Cette constatation n'est pas valable pour certains objets comme les verres, certains plastiques ou les végétaux. Lorsque le rayonnement est absorbé, son interaction avec l'objet induit un accroissement de son énergie interne. Cela se traduit alors par une augmentation de sa température. En fonction de cette température, l'objet restitue au milieu environnant de l'énergie sous forme de rayonnement. Ce rayonnement correspond aux pertes radiatives et est appelé émission propre. On se propose dans cette section d'établir un bilan de flux d'énergie (en  $W m^{-2}$ ) à l'interface afin de décrire les principaux facteurs de contrôle de l'évolution de la température de surface.

La surface d'une planète comme la Terre échange de l'énergie vers le milieu extérieur (1) et vers la subsurface (2) de différentes manières (figure 12) :

- les échanges surface - milieu extérieur qui se font par rayonnement thermique (rayonnement proche de celui du corps noir), convection et conduction en présence d'atmosphère ;

- les échanges surface-subsurface qui se font par conduction dans la roche, et en présence de fluide occupant la porosité de la roche, par conduction et convection dans ce fluide ;

Les échanges surface - milieu extérieur font intervenir :

- le rayonnement solaire  $R_i$  dont l'intensité dépend de la saison, de la latitude, de l'heure de la journée et de la configuration géométrique de la surface exposée ;
- le flux radiatif atmosphérique  $R_a$ : l'émission propre de l'atmosphère à une température donnée ainsi que les phénomènes de diffusion du rayonnement solaire ;
- le rayonnement absorbé par la surface  $R_{abs} = (1 - A)R_i$  où  $A$  est l'albédo du sol (cette grandeur détermine la fraction d'énergie réfléchie du rayonnement solaire (plus le sol est sombre, plus son albédo est faible) ;

le rayonnement émis par la surface  $R_e$  dépendant de la température du sol (rayonnement de type corps noir). Ce rayonnement est celui que l'on mesure lorsque l'on utilise une caméra thermique.

La fraction du rayonnement utilisée pour l'évaporation s'écrit :

$$\lambda \frac{\partial m}{\partial t} \quad (5)$$

où  $\lambda$  est la chaleur latente de vaporisation et  $\frac{\partial m}{\partial t}$  est la perte de masse par vaporisation ou sublimation. En effet, le sol voit son bilan d'énergie modifié lors de phénomènes de changements de phase de l'eau. Les échanges surface-subsurface font intervenir, quant à eux, le transport de chaleur dans le sol par conduction  $W_{cond}$  et par convection  $W_{conv}$ . L'équation du bilan de flux d'énergie à l'interface sol - atmosphère s'écrit alors:

$$(1 - A)R_i + R_a - R_e = W_k + W_{vap} + W_{conv} \quad (6)$$

## 5.2. Les propriétés radiatives des sols

### 5.2.1. L'albédo

La planète émet de l'énergie lorsqu'elle se refroidit, mais sa surface réfléchit aussi une partie de l'énergie incidente (figure 12). L'énergie réfléchie est différente de l'énergie émise du point de vue des longueurs d'onde : la surface réfléchit l'énergie solaire dans le domaine du visible, alors que l'énergie émise est de nature infrarouge. L'albédo est le rapport entre l'énergie réfléchie et l'énergie reçue par une surface. Il s'agit donc d'une variable sans dimension représentant la quantité d'énergie disponible pour le chauffage du matériau. Par exemple, l'albédo moyen de la Terre est de 0,3, ce qui signifie que 30 % de l'énergie solaire incidente est réfléchie (figure 13). La fraction d'énergie absorbée correspond à 1 moins l'albédo. Pour la Terre, cette fraction absorbée est donc de 0,70, ce qui signifie que 70% de l'énergie solaire incidente est absorbée. Ainsi, d'un point de vue qualitatif, un matériau « sombre » possède un albédo faible et, pour la même quantité d'énergie reçue, est plus chaud qu'un matériau « clair » d'albédo élevé.

Tableau 4 : Quelques valeurs d'albédo pour différents matériaux (d'après Dobos, 2003).

TYPE	ALBEDO
Corps noir	0
Foret	0,05-0,20
Prairies et cultures	0,10-0,25
Sols sombres	0,10-0,20
Sol sablonneux sec	0,25-0,45
Sol argileux sec	0,15-0,35
Sable	0,20-0,40
La Terre	0,36
Granite	0,30-0,35
Sols clairs	0,40-0,50
Neige fraîche	0,90
Eau	0,10-1
Surface parfaitement blanche	1

La figure 14 montre les variations de température de brillance simulées comme si elles étaient vues par une caméra thermique pour des matériaux d'albédo différent, tous les autres paramètres étant égaux par ailleurs (Watson, 1975). Ces simulations permettent de calculer les champs de températures en surface, avec pour condition aux limites le bilan d'énergie présenté en section 5.1. Les paramètres d'entrée (notamment le rayonnement incident, dépendant de la saison, du jour calendaire et de la position sur la planète) sont calculés de façon théorique lors des simulations. Les variations de ce paramètre influencent l'amplitude de la température observée : plus l'albédo diminue (plus la surface est sombre), plus la valeur absolue de la température augmente, car le sol stocke plus d'énergie en réfléchissant moins le rayonnement incident (figures 14 et 15). L'amplitude des variations thermiques peut atteindre environ 40° entre deux matériaux d'albédo 0,5 et 0,1. Cependant, de telles variations sont rarement atteintes pour une grande partie des matériaux géologiques, dont la valeur moyenne de l'albédo est d'environ 0,3 (tableau 4).

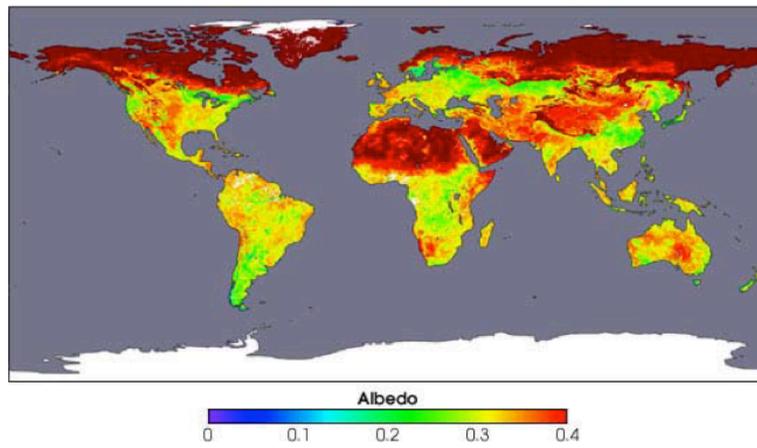


Figure 13 : Carte d'albédo globale de la Terre calculée à partir des données de l'instrument MODIS (courtoisie de Crystal Schaaf, Université du Massachusetts, Boston/MODIS Land Science Team).

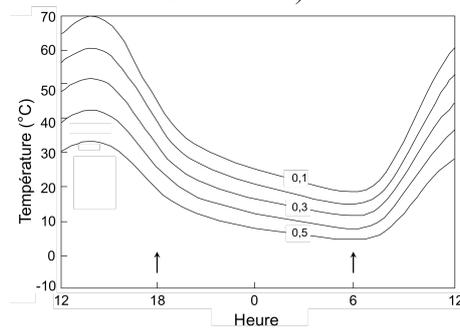


Figure 14 : Évolution de la température de surface calculée sur un cycle journalier pour plusieurs albédos (Watson, 1975).



Figure 15 : Influence des variations d'albédo sur le champ de température d'un mur a) image visible du mur et b) image thermique de la même zone. Les zones plus claires (albédo élevé) sur l'image visible correspondent aux zones plus froides sur l'image thermique, car réfléchissant plus le rayonnement incident. Noter les hétérogénéités de température entre les zones peintes de façon uniforme et les zones où la peinture a disparu (courtoisie du Cerema /RFF).

### 5.2.2. L'émissivité

De manière générale, l'émissivité  $\varepsilon$  est définie comme le rapport entre l'énergie rayonnée par le corps réel et l'énergie rayonnée par le corps noir dans les mêmes conditions (même température, direction d'observation, longueur d'onde...). Un détecteur thermique visant un corps noir mesure une luminance  $L_0$ . Visant un corps réel opaque (si aucun rayonnement ne se réfléchit), il mesure alors une luminance  $L_e$  avec  $L_e < L_0$ . L'émissivité de ce corps réel est alors le rapport  $L_e / L_0$ , rapport des luminances du corps réel et du corps noir. L'émissivité est comprise entre 0 et 1. Celle-ci dépend :

- De la longueur d'onde : on dit que le corps est sélectif. Selon la longueur d'onde, les verres et les plastiques sont des corps semi-transparents ou opaques. On sélectionnera la bande spectrale adéquate lors de la mesure de température sur des corps sélectifs ;
- Des propriétés électriques du matériau : l'émissivité des matériaux isolants est nettement plus élevée que celle des matériaux conducteurs ;
- De son état de surface : un corps poli possède une émissivité inférieure à un corps rugueux car les pores présents en surface jouent le rôle de micro-corps noirs ;
- De l'angle d'observation : les variations d'émissivité restent faibles jusqu'à des angles d'observations de  $60^\circ$  (Monchau, 2014). Au-delà, les variations sont rapides et l'émissivité s'annule pour des angles importants. Pour les métaux polis, l'augmentation de l'émissivité est très importante pour des angles de l'ordre de  $70$  à  $85^\circ$  ;
- De sa température : en général, cette variation est due au changement de l'état de surface du matériau.

L'émissivité est calculée à partir du coefficient de réflexion, en utilisant un spectromètre infrarouge (Wan, 1999). La figure 16 montre l'émissivité spectrale pour quelques matériaux, préalablement lissés pour s'affranchir du facteur géométrique. Dans le domaine de longueur d'ondes correspondant à l'infrarouge thermique ( $7.5$  à  $14 \mu m$ ), l'émissivité dépend fortement de la longueur d'onde. Par conséquent, on utilise souvent une émissivité moyenne sur la gamme spectrale étudiée, dont les valeurs pour des matériaux usuels sont données dans le tableau 5.

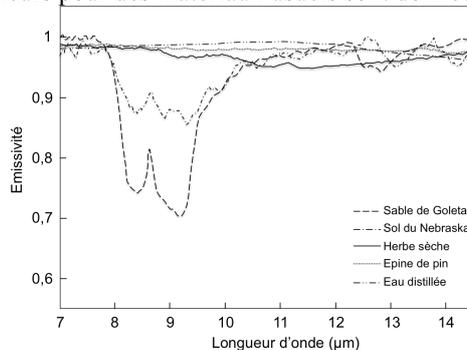


Figure 16 : Émissivité mesurée à la verticale d'un quelques matériaux lisses (d'après Wan, 1999).

Tableau 5 : Valeurs d'émissivité moyenne pour quelques matériaux (source: <https://www.omega.fr/temperature/Z/pdf/z088-089.pdf>)

TYPE	ÉMISSIVITE
Gravier	0,28
Argile	0,39
Granite	0,45
Grès	0,67
Schiste	0,69
Basalte	0,72
Sable	0,76
Gypse	0,80-0,90
Asphalte	0,90
Brique rouge de construction	0,93
Béton	0,94
Glace lisse	0,93
Glasse rugueuse	0,94
Calcaire	0,95
Velours noir	0,99

La figure 17 montre les variations de température vues par une caméra thermique pour des matériaux de différentes émissivités. Comme pour l'albédo, les variations de ce paramètre vont influencer l'amplitude de la température mesurée. Ainsi, plus l'émissivité augmente, plus la température mesurée diminue car le matériau stocke moins d'énergie en émettant plus. L'amplitude des variations thermiques est d'environ 10° entre deux matériaux d'émissivité 0,8 et 0,9.

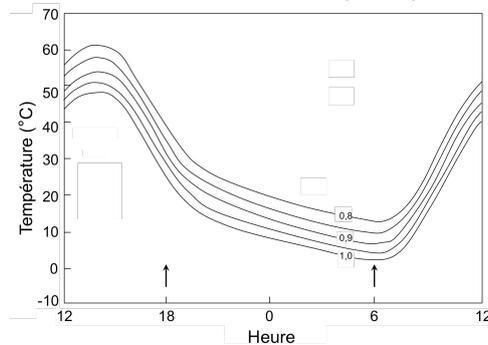


Figure 17 : Évolution de la température de surface calculée pour différentes valeurs d'émissivité (d'après Watson, 1975).

### 5.3. Les propriétés thermiques des sols

#### 5.3.1. La conductivité thermique

La conductivité thermique effective peut être quantifiée en considérant le sol comme un milieu poreux possédant une structure géométrique simple et régulière. La conductivité est alors calculée grâce à une approche théorique, des simulations numériques ou à l'aide d'hypothèses simplificatrices. Dans ce dernier cas, on aboutit généralement à des formulations plus ou moins explicites de  $k_{eff}$  en fonction des conductivités thermiques des phases en présence et de la porosité. Dans les premiers mètres du sol, la conductivité thermique des matériaux rocheux varie de plusieurs ordres de grandeurs selon le type de minéral, la porosité, le degré de saturation et la granulométrie (tableaux 6 et 7). L'influence de la température et de la pression sur ce paramètre ne sera donc pas abordée dans ce chapitre.

Tableau 6 : Conductivité thermique de quelques minéraux usuels  $k_{mineral}$  à 300 K (d'après Robertson, 1988 et Clauser et Huenges, 1995)

MINERAL	CONDUCTIVITE THERMIQUE (W M <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
Feldspath	1,5-2,0
Plagioclase	1,6-2,4
Olivine	3,3-5,5
Calcite	3,0-3,5
Aragonite	2,0
Halite	3,0-8,0
Quartz	5,0-6,0
Amphibole	2,0-3,0
Pyroxène	4,2-5,5
Hématite	12,42
Anhydrite	5,36
Gypse	1,30

Tableau 7 : Conductivité thermique pour plusieurs roches et sols usuels (source : Université Catholique de Louvain).

ROCHE	CONDUCTIVITE THERMIQUE (W M <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
Granite	2,1-4,1
Diorite	2,0-2,9
Basalte	1,3-2,3
Gneiss granitique	1,9-4,0
Quartzite	3,6-6,6
Marbre	1,3-3,1
Grès	1,3-5,1
Argile (kaolinite)	0,4-1,0
Schiste	1,5-3,1
Calcaire	2,5-4,0
Gravier sec	0,4-0,5
Tourbe	0,2-0,4

Il existe différents modèles de conductivités thermiques. La liste ci-dessous fournit quelques-uns des modèles principaux rencontrés dans la littérature. Ces modèles s'appuient sur trois paramètres :

- La conductivité du solide :  $k_s$
- La conductivité du fluide:  $k_f$
- La porosité :  $\phi$

#### 5.3.1.1. Le modèle de porosité en série

Il s'agit d'un modèle à une dimension dans lequel la porosité est représentée par des couches parallèles et perpendiculaires à la direction du flux de chaleur :

$$k_{eff} = \frac{1}{\frac{\phi}{k_f} + \frac{1-\phi}{k_s}} \quad (7)$$

#### 5.3.1.2. Le modèle de porosité en parallèle

Dans ce modèle unidimensionnel, la porosité est représentée par des couches parallèles à la direction du flux de chaleur :

$$k_{eff} = k_f \phi + (1 - \phi)k_s \quad (8)$$

#### 5.3.1.3. Le modèle de Russel

$$k_{eff} = \frac{\phi^{\frac{2}{3}} + \frac{k_s}{k_f}(1-\phi^{\frac{2}{3}})}{\phi^{\frac{2}{3}} - \phi + \frac{k_s}{k_f}(1-\phi^{\frac{2}{3}} + \phi)} \quad (9)$$

#### 5.3.1.4. Le modèle de Beck (1976)

$$k_{eff} = k_s \frac{\left(\frac{2k_s}{k_f} + 1\right) - 2\phi\left(\frac{k_s}{k_f} - 1\right)}{\left(\frac{2k_s}{k_f} + 1\right) + \phi\left(\frac{k_s}{k_f} - 1\right)} \quad (10)$$

#### 5.3.1.5. Le modèle à moyenne géométrique

Ce modèle a été initialement formulé par Woodside and Mesmer (1961) et la conductivité thermique est donnée par :

$$k_{eff} = k_f^\phi k_s^{1-\phi} \quad (11)$$

Ce modèle n'a pas de base physique mais fournit une bonne approximation de la formule de Beck.

#### 5.3.1.6. Le modèle de Loeb, 1954

Dans ce modèle, la porosité est représentée par des sphères. Les processus conductifs et radiatifs sont pris en compte dans le calcul de la conductivité thermique du milieu poreux :

Les paramètres du modèle sont :

- La conductivité du solide :  $k_s$

- La fraction poreuse obtenue pour une section perpendiculaire aux flux de chaleur :  $\phi_1$
- La fraction occupée par les pores pour une droite dans la direction du flux de chaleur :  $\phi_2$
- L'émissivité des pores :  $\epsilon$
- Le facteur géométrique dépendant de la forme et de l'orientation des pores :  $\gamma$
- La dimension du pore dans la direction du flux de chaleur :  $d$
- La température moyenne de l'échantillon :  $\bar{T}$

La conductivité du matériau poreux est donnée par :

$$k_{eff} = k_s - k_s \phi_1 \frac{1 - \frac{4\gamma\epsilon\sigma d \bar{T}^3}{k}}{1 + \frac{4\gamma\epsilon\sigma d \bar{T}^3 (1 - \phi_2)}{k}} \quad (12)$$

On note également que :

- Pour des pores laminaires avec axes parallèles à la direction du flux de chaleur :  $\gamma = 1$
- Pour des pores cylindriques avec axes parallèles à la direction du flux de chaleur :  $\gamma = 1$
- Pour des pores sphériques :  $\gamma = \frac{2}{3}$
- Pour des pores cylindriques :  $\gamma = \frac{\pi}{4}$

#### 5.3.1.7. Le modèle à porosité simple

Ce modèle s'appuie simplement sur des mesures dans des grès (pas de base physique). Il a été montré que les observations s'ajustent bien sur une loi du type :

$$k_{eff} = k_s (1 - \phi^4) \quad (13)$$

La figure 18 présente un comparatif de l'ensemble des modèles de conductivité thermique effective présentés ci-dessus (Kurita *et al.*, 2007). Plus la porosité est faible, plus la conductivité thermique effective est importante, car les transferts thermiques sont améliorés de façon significative grâce aux contacts fréquents entre grains. Celle-ci montre que les modèles supposant des milieux poreux constitués de strates de solide et de fluide perpendiculaires (modèle série) et parallèles (modèle parallèle) au flux de chaleur, conduisent respectivement aux valeurs limites inférieure et supérieure de  $k_{eff}$  lorsque  $k_s$  et  $k_f$  sont fixés. Le modèle géométrique (Woodside and Mesmer, 1961) apparaît aussi comme étant une relativement bonne approximation du premier ordre de la conductivité thermique effective (Kurita *et al.*, 2007, Antoine *et al.*, 2009).

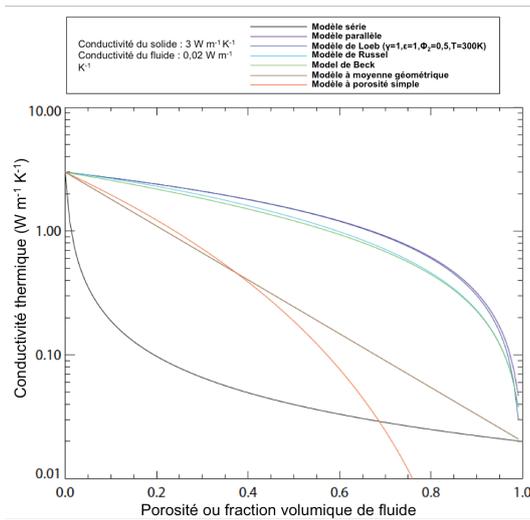


Figure 18 : Comparatif des différents modèles de conductivité thermique effective de matériaux poreux (d'après Baratoux, 2006, communication personnelle).

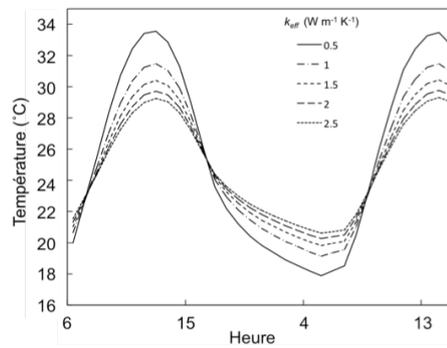


Figure 19 : Évolution journalière de la température de surface vue par une caméra thermique pour différentes conductivités thermiques. Les simulations ont été réalisées grâce à des paramètres météorologiques d'entrée théoriques (Antoine et al., 2009).

La figure 19 présente un modèle d'évolution de la température de surface vue par une caméra thermique pour des matériaux de conductivités thermiques différentes (de  $0,5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  à  $2,5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ). Pour toutes les courbes, le signal se compose d'un réchauffement sinusoïdale, depuis le lever du jour jusqu'au maximum de température vers 13h. Il est ensuite suivi d'un refroidissement non linéaire jusqu'au lever du soleil et est associée à l'émission d'énergie radiative par le matériau (loi de Stefan-Boltzman). On peut noter que le matériau possédant la conductivité thermique la plus faible est plus chaud de quelques degrés pendant la journée que les autres matériaux. À l'inverse, celui-ci est plus froid pendant la nuit. Il est aussi à noter que l'amplitude diurne (mais aussi saisonnière) des variations de température est d'autant plus forte pour les matériaux de faible conductivités thermiques : par exemple,  $16^\circ\text{C}$  pour un matériau de conductivité  $0,5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  et  $12^\circ\text{C}$  pour une conductivité de  $2,5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . La caractérisation de

cette différence de température i) entre différents matériaux et ii) pour un même matériau sur un cycle journalier s'avère être aisément quantifiable grâce à un capteur thermique dont la sensibilité est en général de 0,05 à 0,1 K.

### 5.3.1.8. Influence de la saturation sur la conductivité thermique

Les modèles présentés ci-dessus sont valables lorsqu'un seul fluide (eau ou air) sature les pores du sol. Plusieurs modèles existent dans la littérature, permettant de considérer la présence de plusieurs fluides dans le milieu poreux (Dong *et al.*, 2015). En effet, compte tenu de la différence de plusieurs ordres de grandeur entre les conductivités thermiques des phases constituant le milieu ( $k_w = 0,6 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $k_{\text{air}} = 0,02 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  et  $k_{\text{mineral}} > 2 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ), le degré de saturation joue un rôle important dans la détermination de la conductivité thermique effective  $k_{eff}$  pour certains sols (figure 20). Ces contrastes de conductivités thermiques peuvent donc influencer les transferts de chaleur et induire des contrastes de température importants en surface.

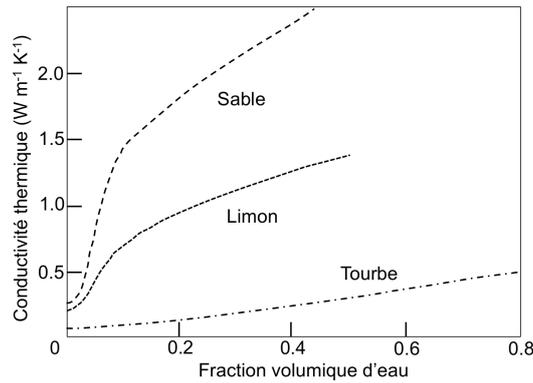


Figure 20 : Conductivité thermique en fonction de la fraction volumique d'eau pour 3 types de sols (d'après De Vries, 1975).

Le modèle de Mickley (1951) (combinaison de modèles série et parallèle dans une cellule cubique, relation 13) considère un sol non saturé constitué des phases solides, gazeuses et liquide, dont les proportions sont données par les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$ , respectivement. Ces paramètres peuvent être déterminés pour une porosité et un degré de saturation donné. Ce modèle n'est plus valide pour des sols très poreux ou très secs 1) du fait des contacts peu importants entre grains ; 2) du fait de l'absence d'eau entre les pores constituant des ponts thermiques et facilitant donc le transfert de chaleur dans le milieu. Ce modèle de Mickley (195) est donnée par la relation suivante :

$$k_{eff} = \frac{k_a c^2 - k_s (1-a)^2 + k_w b^2 + \frac{2k_w k_a c b}{k_w c + k_a (1-c)} + \frac{2k_s k_w (1-a) b}{k_s a + k_a (1-a)} + \frac{2k_s k_w k_a (1-a) c}{k_s k_w c + k_s k_a b + k_w k_a (1-a)}}{(14)}$$

avec  $k_a$ , la conductivité thermique de l'air ( $\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) et  $k_w$ , la conductivité thermique de l'eau. Les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$  peuvent être déterminés en fonction de la porosité  $\phi$  et du degré de saturation  $S$  :

$$3a^2 + 2a^3 = \phi \quad (15)$$

$$3c^2 - 2c^3 = (1 - S)\phi \quad (16)$$

$$c = a - b \quad (17)$$

Le modèle de McGaw (1969) considère que la conduction de la chaleur ne se réalise pas par les contacts grain-grain (considérés comme étant sphériques), mais plutôt par le fluide présent dans les pores (par exemple l'eau), jouant le rôle de pont thermique entre les solides. McGaw (1969) fait intervenir un paramètre d'échange  $\beta$ , rendant compte de l'efficacité énergétique du transfert de chaleur à l'interface fluide/roche. Ce modèle est donné par la relation suivante :

$$k_{eff} = k_w(nS - n_c) + (1 - n + n_c) \frac{\beta k_s(1-n+n_c)}{(1-n)+n_c \frac{k_s}{k_w}} + (n - nS)k_a \quad (18)$$

avec  $n_c \sim 0.03$  et  $\beta$  donnée par la relation :

$$\beta = 1 - \frac{\Delta T_i}{\Delta T} \quad (19)$$

Avec  $\Delta T_i$  le contraste de température moyen dans le fluide interfacial et  $\Delta T$  le contraste de température entre deux grains sphériques.  $\beta$  devient proche de 1 lorsqu'il y a peu de gradient de température dans le fluide conduisant la chaleur.

Plusieurs modèles empiriques permettent aussi de décrire les variations de la conductivité thermique effective avec le degré de saturation du sol. Kersten (1949) a réalisé plusieurs expérimentations de mesure de conductivité thermique en fonction du degré de saturation sur un sol sablonneux et un silt argileux. Il en a déduit les relations suivantes pour un silt argileux et un sol sablonneux :

$$k_{eff} = 0,1442 (\log \theta - 0,2) \cdot 10^{0,6243 \cdot \gamma_{sec}} \quad (20)$$

avec  $\gamma_{sec}$  la masse volumique sèche du matériau ( $\text{kg m}^{-3}$ ).

Johansen (1977) développe un nombre sans dimension appelé le nombre de Kersten et donné par la relation suivante :

$$k_e = \frac{k_{eff} - k_{sec}}{k_{sat} - k_{sec}} \quad (21)$$

avec  $k_{sec}$ , conductivité thermique du matériau sec et  $k_{sat}$ , conductivité thermique du matériau saturé par le fluide. Cette équation est en fait une interpolation simple entre les conductivités à l'état sec et à l'état saturé, basé sur le nombre de Kersten qui dépend quant à lui du degré de saturation :

$$k_{eff} = (k_{sat} - k_{sec})k_e + k_{sec} \quad (22)$$

En effet, pour un sable grossier, une relation logarithmique simple a été mise en évidence entre ce nombre et le degré de saturation  $S$  :

$$k_e = 0,7 \cdot \log S + 1,0 \quad (23)$$

et pour un sol fin :

$$k_e = \log S + 1,0 \quad (24)$$

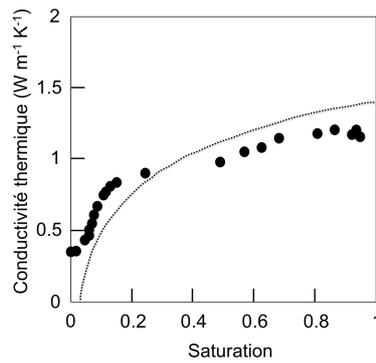


Figure 21 : Comparaison du modèle de Johansen, 1977 avec une étude expérimentale pour un silt (d'après Dong *et al.*, 2015)

Plusieurs auteurs se sont inspirés des résultats de Johansen (1977) afin de décrire la conductivité thermique en milieu partiellement saturé. On peut citer par exemple les travaux de Côté et Conrad (2005) ou de Lu *et al.* (2007) afin de mieux décrire le nombre de Kersten. Ces derniers modèles sont applicables à plusieurs types de sol et sont plus précis que ceux développés dans Johansen (1977).

### 5.3.1.9. Influence de la taille des grains

Enfin, pour un sol constitué de matériaux non consolidés, la conductivité thermique peut être aussi reliée à la taille des grains. En effet, le flux de chaleur entre les grains en contact est proportionnel au rayon des grains. Ce type d'étude s'est ainsi particulièrement développé sur la planète Mars, pour laquelle i) l'atmosphère est peu dense et ii) la surface est essentiellement composée d'agrégats de matériaux (appelés régolite). Diverses études ont permis de déterminer la relation entre la conductivité thermique d'un sol non consolidé à une taille de grain effective (Woodside and Messmer, 1961). Par exemple, l'expression la plus couramment utilisée est celle de Presley et Christensen (1997), définie par la relation suivante :

$$k_{eff} = AP^{0,6}d^{-0,11}\log\left(\frac{P}{K}\right) \quad (25)$$

avec  $A$  un coefficient égal à 0,0015,  $P$  la pression atmosphérique en torr (1 torr  $\sim$  133,3 Pa),  $d$  le diamètre des grains (en  $\mu\text{ m}^{-1}$ ) et où  $P$  et  $K$  sont des constantes ( $P \sim 0,0015$  et  $K \sim 8,1 \cdot 10^4$  torr). Dans ce cas, la conductivité thermique  $k_{eff}$  est donnée en  $\text{J s}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Cette relation n'est validée en laboratoire que pour i) des particules sphériques et ii) une taille de grains maximale de 1.2 mm environ. D'autres relations existent et donnent des résultats proches (Piqueux and Christensen, 2011).

La figure 20 montre des observations de la température de surface d'une zone de sable basaltique de taille variable, où une zone est constituée de sable fin et l'autre de sable grossier. Les acquisitions ont été réalisées toutes les 30 minutes de 19 h jusqu'à midi le lendemain. On note que le sable fin est effectivement plus froid que le sable grossier pendant la nuit ; cette différence pouvant aller jusqu'à 3°C. La situation inverse est observée le lendemain avec le réchauffement des surfaces à

partir de 10h (Antoine *et al.*, 2009). Dans ce cas, à midi, la différence de température avoisine les 6°C. Cette observation illustre bien l'influence de la taille des grains sur la conductivité thermique : un matériau possédant une taille de grain importante comme le sable grossier améliore le transfert de chaleur de façon significative dans un volume donnée et possède alors une conductivité thermique plus élevée (Aduda, 1996).

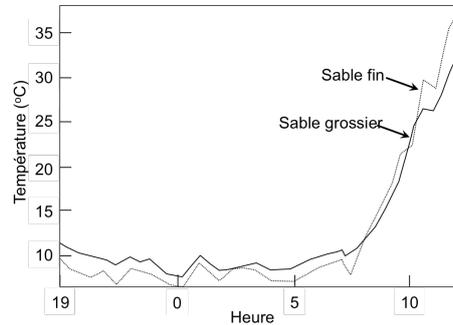


Figure 22 : Évolution de la température de surface observée grâce à une caméra thermique pour un sable fin (en pointillés) et un sable grossier (en trait plein) de 19h à midi le lendemain (d'après Antoine *et al.*, 2009).

### 5.3.2. Capacité calorifique

La capacité calorifique d'un matériau  $c$  [ $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ] est le rapport entre la quantité d'énergie reçue/perdue par un matériau et la variation de température résultante, une fois l'équilibre atteint. Ce paramètre désigne en fait la capacité du matériau à stocker de l'énergie. La capacité calorifique peut être mesurée à pression constante ( $c_p$ ) ou à volume constant ( $c_v$ ). Pour un matériau incompressible,  $c = c_p = c_v$ . Le tableau 2 donne les valeurs de capacités calorifiques de matériaux usuels et de fluides en géosciences (Goranson, 1942). On note que la capacité calorifique  $c$  varie peu selon le type de roche et la température. Dans les études thermiques, on introduit souvent la notion de capacité thermique volumique [ $\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1}$ ] définie comme le produit de la capacité thermique et de la masse volumique  $\rho$  du matériau (dont quelques valeurs usuelles sont données dans le tableau 5). Cependant, la plupart des travaux sur ce paramètre montre que la capacité thermique volumique possède une faible variabilité dans la nature pour les roches, allant habituellement de  $10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$  à  $3 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$  (tableaux 4 et 5, Putzig, 2006 ; Mermoud, 2006). Il est à noter que la présence d'eau peut influencer de façon drastique cette capacité calorifique volumique. En effet, sa capacité calorifique volumique de  $4.2 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$ , alors que celle de l'air n'est que de  $1000 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$ . En tenant compte de cet aspect et des variations de conductivité thermique en milieu non saturé (section précédente), la présence d'eau semble donc être un des moyens les plus importants afin de faire varier de façon significative les températures de surface.

Tableau 7 : Capacités calorifiques de roches usuelles, de l'eau et de l'air en fonction de la température (d'après Goranson, 1942)

ROCHE	CAPACITE CALORIFIQUE (J KG <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	
	0	50-65
Température	0	50-65
Granite	770	950
Diorite	810	990
Basalte	1040	1040
Gneiss granitique	790	1010
Quartzite	770	970
Marbre	850	1000
Grès		930
Argile (kaolinite)		940
Schiste		770
Calcaire		830
eau		4180
air		1000

Tableau 8 : Masse volumique de quelques roches typiques, de l'eau et de l'air (Sources : Edumine/GeoscienceWorld/Webmineral.com).

Roche	Masse volumique (kg m <sup>-3</sup> )
Granite	2600-2700
Diorite	2800-300
Basalte	2800-3000
Gneiss granitique	2650
Quartzite	2600-2800
Marbre	2400-2700
Grès	2200-2800
Argile (kaolinite)	2600
Schiste	2400-2800
Calcaire	2300-2700
eau	1000
air	1

La figure 21 montre des simulations de température de surface vues par une caméra thermique pour des chaussées routières possédant des capacités thermiques volumiques différentes (Ksaibati and Yavuzturk, 2002). On remarque que la sensibilité des prédictions thermiques à la capacité thermique volumique est beaucoup plus importante que pour la conductivité thermique. En effet, les variations de température minimum et maximum sont de 10,2°C et 17,6 °C, lorsque la capacité thermique volumique varie de 500 000 à 2 500 000 J m<sup>-3</sup> K<sup>-1</sup>, respectivement. Lorsque la capacité thermique volumique augmente, l'amplitude

des températures diminue car les matériaux de capacité volumique plus importante peuvent stocker plus d'énergie par unité de volume. Les températures et les variations d'amplitude thermiques des matériaux sont alors plus basses.

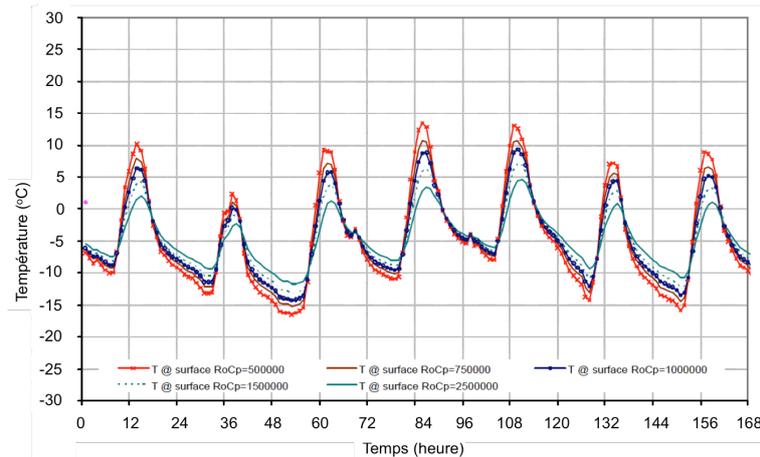


Figure 21 : Évolution de la température de surface d'une chaussée routière pour différentes capacités thermiques volumiques. Ces simulations ont été réalisées à partir de données météorologiques d'entrée mesurées (d'après Ksaibati and Yavuzturk, 2002).

### 5.3.3. Inertie thermique des sols

#### 5.3.3.1. Définition

La température de surface est essentiellement déterminée par l'interaction du rayonnement solaire incident avec la surface. En fonction de sa composition, le sol a une capacité plus ou moins importante à stocker cette énergie durant la journée. Le paramètre décrivant cette capacité est l'inertie thermique (Kieffer *et al.*, 1977; Putzig et Mellon, 2007) qui dépend des caractéristiques physiques du matériau considéré. On définit ainsi l'inertie thermique  $I$  d'un corps comme l'aptitude que possède ce corps à stocker de l'énergie par conduction en profondeur la journée et à la restituer pendant la nuit. Il s'écrit comme le produit de la conductivité thermique  $k$  et de la capacité thermique volumique  $\rho c$  :

$$I = \sqrt{k\rho c} \quad (26)$$

avec  $I$  en  $\text{J m}^{-2} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1/2}$ .

Pour un matériau de diffusivité thermique  $D = k_{eff}/(\rho c)$ , grandeur utilisée classiquement en Science de la Terre, la relation entre  $I$  et  $D$  s'écrit de la forme suivante :

$$I = \frac{D}{\sqrt{1}} \quad (27)$$

Des valeurs typiques d'inertie thermique pour des matériaux usuels sont données dans le tableau 9. De l'ensemble des facteurs influençant les oscillations thermiques de surface, l'inertie thermique en est le paramètre essentiel. En effet,

sur Terre comme sur Mars, ce paramètre peut varier de plusieurs ordres de grandeur (du fait de la variation importante de la conductivité thermique), alors que l'albédo et l'émissivité varient relativement peu pour les roches (section 5.2). Cette grandeur est ainsi liée essentiellement à la conductivité thermique du matériau et donc à la porosité du milieu poreux (section 5.3.1).

Tableau 9 : Valeurs d'inertie thermique pour des matériaux usuels (d'après Mellon, 2001).

ROCHE	INERTIE THERMIQUE (J M <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> S <sup>-1/2</sup> )
Basalte	2280
Grès	960
Sable grossier	374
Sable fin	155
Poussière fine	28

Sur Terre, cette grandeur est caractérisée depuis le début des années 70 à partir d'observations acquises dans l'infrarouge thermique et de modèles numériques prenant en compte à la fois les phénomènes de conduction thermique et de rayonnement en surface (Watson, 1970 ; Wulschleger *et al.*, 1991). Sur Mars, l'inertie thermique, essentielle pour la compréhension des processus thermiques et géologiques de surface (premier mètre du sol) est étudiée depuis la fin des années 70 à partir des données recueillies dans l'infrarouge thermique (Christensen, 1983 ; Mellon *et al.*, 2000).

L'épaisseur de peau thermique  $\delta$  est l'épaisseur de sol pour laquelle « l'onde » thermique voit son amplitude diminuer d'un facteur e. En conduction pure et pour une variation sinusoïdale de la température (de période P) en surface, celle-ci est définie comme (Turcotte and Schubert, 2002 ; Putzig, 2006) :

$$\frac{1}{\rho c} \sqrt{\frac{P}{\pi}} \quad (28)$$

Pour un sol de diffusivité thermique  $D=10^{-6}$  m s<sup>-2</sup>, le profondeur de peau est d'environ 17 cm pour une période d'un jour (86400 s), ce qui veut dire que les variations quotidiennes seront détectées jusqu'à cette profondeur. Les cycles annuels de température se verront quant à eux jusqu'à des profondeurs d'environ 3 m. Ainsi, une surface possédant une forte inertie thermique conduira la chaleur d'autant plus en profondeur qu'une surface possédant une faible inertie thermique, comme le montre la figure 22. Cette relation traduit aussi le fait que les cycles de température possédant de longues périodes pénètrent plus en profondeur que ceux possédant de courtes périodes. On voit donc ici apparaître le lien entre l'inertie thermique et la température de surface: une variation de ces grandeurs dans le bilan d'énergie en surface (section 5.3.3.1) induira donc une modification de comportement de la température dans la

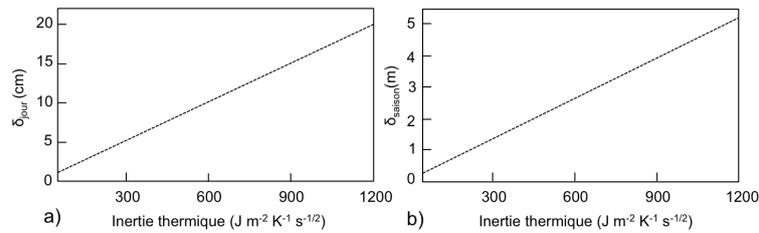


Figure 22 : Épaisseur de peau en fonction de l'inertie thermique d'un sol martien pour des ondes thermiques de périodes a) journalières et b) annuelles (d'après Audouard, 2015).

### 5.3.3.2. Implication géologique de l'inertie thermique

La figure 23 illustre les variations diurnes de la température de surface pour plusieurs valeurs d'inertie thermique (Watson, 1975). Dans la journée, les matériaux à forte inertie thermique se réchauffent lentement, car ils conduisent efficacement la chaleur sur de plus grandes profondeurs, ils seront donc plus froids que les matériaux à faible inertie thermique (figure 24). Par exemple, sur Terre, la différence de température entre deux matériaux d'inertie thermique 420 et 2100 peut atteindre plus de 30°C à 13h. Cette différence est de 20°C juste avant le lever du soleil.

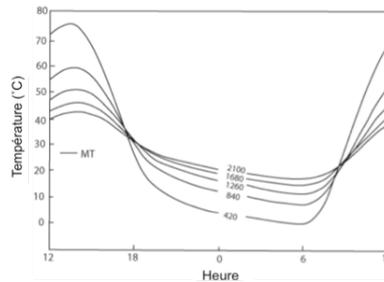


Figure 23 : Évolution de la température de surface calculée sur un cycle journalier pour plusieurs valeurs d'inertie thermique (d'après Watson, 1975).

À l'inverse, un matériau induré comme un grès ou un basalte, possédant des contacts grains-grains nombreux dans son réseau cristallin, aura tendance à conduire et stocker la chaleur en profondeur, pour mettre plus de temps à la restituer. Le degré d'induration du matériau est donc un facteur déterminant pour l'inertie thermique. La granulométrie fera aussi varier l'inertie thermique: l'influence du diamètre des grains sur la porosité et la taille des pores est un des paramètres majeurs gouvernant la conduction thermique à l'échelle locale. Un sol à grains fin possède des petits pores par rapport au libre parcours moyen des molécules de gaz atmosphériques présentes dans ces mêmes pores. Il conduira donc la chaleur moins efficacement en profondeur.

L'inertie thermique possède la plus grande influence sur la température de surface. En effet, ce paramètre peut varier de plusieurs ordres de grandeur du fait des variations de conductivité thermique importante, alors que l'albédo et l'émissivité varient relativement peu pour les matériaux géologiques. D'un point de vue qualitatif, un matériau à grains fins non consolidés comme de la poussière possède des valeurs typiques d'inertie thermique très faibles (de l'ordre de 30). Il ne

conduira pas beaucoup de chaleur en profondeur (conductivité thermique faible) pendant la journée, l'énergie solaire incidente s'accumulant dans les tous premiers centimètres de la couche, et restituera très vite cette énergie pendant la nuit (figure 23). Cela est dû au fait que l'air présent entre les grains de surface est mauvais conducteur de chaleur. La chaleur s'accumulera donc dans les quelques grains en contact avec le rayonnement.

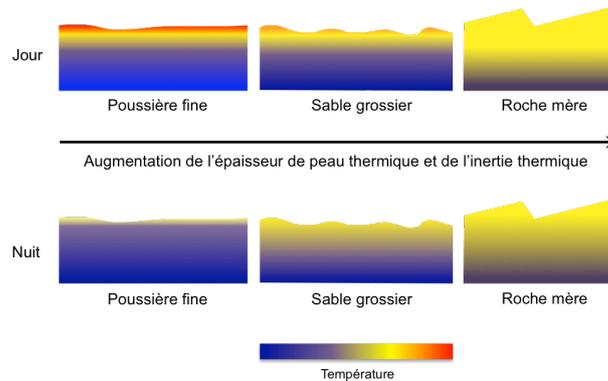


Figure 24 : Comportement thermique de plusieurs types de sols le jour et la nuit.

Ainsi, la taille des particules, l'abondance de roches, ou encore la rugosité du terrain à une échelle inférieure à quelques dizaines de centimètres est une source essentielle d'informations pour déterminer la nature des processus géologiques à la surface des planètes. En effet, l'activité éolienne (Greeley *et al.*, 1993), les glissements de terrain (Pouliquen and Vallance, 1999), la formation et la mise en place des éjecta de cratères d'impact en présence d'une atmosphère (Barnouin-Jha and Schultz, 1996), l'érosion fluviale, la mise en place des coulées volcaniques et des dépôts pyroclastiques (Wilson and Head III, 1994) figurent parmi les principaux exemples de processus géologiques qui affectent les distributions de taille de particules et la rugosité du terrain.

### 5.3.3.3. Réalisation de cartes d'inertie thermique depuis l'orbite

Dans la pratique, l'émission thermique est mesurée en chaque point de la surface en au moins à deux instants du cycle journalier. Les températures de surface sont ainsi déterminées grâce à ces données, puis comparées à un modèle numérique thermique 1D faisant intervenir des valeurs théoriques d'inertie thermique, ainsi que de nombreux paramètres tels que l'albédo, la pression atmosphérique, la concentration de poussières dans l'atmosphère, saison ou lieu d'observation. Le modèle utilisé permet de calculer le champ de température dans la couche de matériau, dont la température est gouvernée par l'équation de conduction de la chaleur en profondeur (Palluconi and Kieffer, 1981; Mellon *et al.*, 2000; Putzig *et al.*, 2005) :

$$\rho c \frac{\delta T}{\delta t} = k_{eff} \frac{\delta^2 T}{\delta z^2} \quad (29)$$

En insérant l'inertie thermique  $I$  dans l'équation, on obtient :

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{I}{(\rho c)^2} \frac{\delta^2 T}{\delta z^2} \quad (30)$$

avec pour condition en surface le bilan d'énergie explicité par la formule suivante :

$$\frac{S}{R^2} (1 - A) \cos(i) + F_{IR} + L \frac{\delta m}{\delta t} - k_{eff} \frac{\delta T}{\delta z} \Big|_{z=0} = \epsilon \sigma T_s^4 \quad (31)$$

In insérant l'inertie thermique  $I$  dans la relation (Mellon, 2001 ; Martinez *et al.*, 2014) :

$$\frac{S}{R^2} (1 - A) \cos(i) + F_{IR} + L \frac{\delta m}{\delta t} - \frac{I^2}{(\rho c)} \frac{\delta T}{\delta z} \Big|_{z=0} = \epsilon \sigma T_s^4 \quad (32)$$

Les différents termes représentent l'ensoleillement, le rayonnement atmosphérique, le flux d'énergie lié à la vaporisation de l'eau, la conduction en subsurface, et la perte par radiation vers l'environnement extérieur. Dans cette expression, on a :

- $S$  : le flux solaire à 1 UA ;
- $R$  : le rayon orbital à 1 UA ;
- $A$  : l'albédo de surface ;
- $i$  : l'incidence du rayonnement solaire dépendant de la latitude, de la saison, de l'heure de la journée et de la pente ;
- $F_{IR}$  : les radiations thermiques incidentes (rayonnement propre et diffusion) de l'atmosphère ;
- $L$  : la chaleur latente de vaporisation de l'eau ;
- $m$  : masse d'eau (journalière ou saisonnière) ;
- $\epsilon$  : l'émissivité de la surface ;
- $\sigma$  : la constante de Stefan-Boltzmann ;
- $T_s$  : la température de surface.

On peut alors comparer ce modèle de température de surface aux quelques données observées pendant le cycle diurne depuis les satellites afin de calculer des cartes d'inertie thermique donnant des informations sur la nature physique des matériaux de surface (Lebofsky and Rieke, 1979; Putzig *et al.*, 2005; Howett *et al.*, 2010; Leyrat *et al.*, 2011). Sur Terre, plusieurs cartes d'inertie thermique ont été réalisées depuis une quarantaine d'années pour la cartographie géologique ou de l'humidité de surface (Watson, 1975; Gillespie and Kahle, 1977 ; Pratt and Ellyett, 1978 ; Sabins, 1999 ; Majumdar, 2003, Nasipuri *et al.*, 2005). Un premier modèle permettant de calculer l'inertie thermique de la surface a été développé pour la première fois par Watson (1973,1975) pour des études géologiques. Kahle *et al.* (1975) a réalisé la première carte d'inertie thermique à partir d'images acquises dans l'infrarouge thermique et dans le visible. Il introduisit par la suite les effets de transfert de chaleur latente et sensible entre le sol et l'atmosphère, ainsi que l'influence des transferts radiatifs (Kahle, 1977). Gillespie et Kahle (1977) ont ensuite utilisé ce modèle afin de générer une carte d'inertie thermique de Pisgah Crater, un jeune cône volcanique dans le désert de Mojave en utilisant les données fournies par la Heat Capacity Mapping Mission (HCMM).

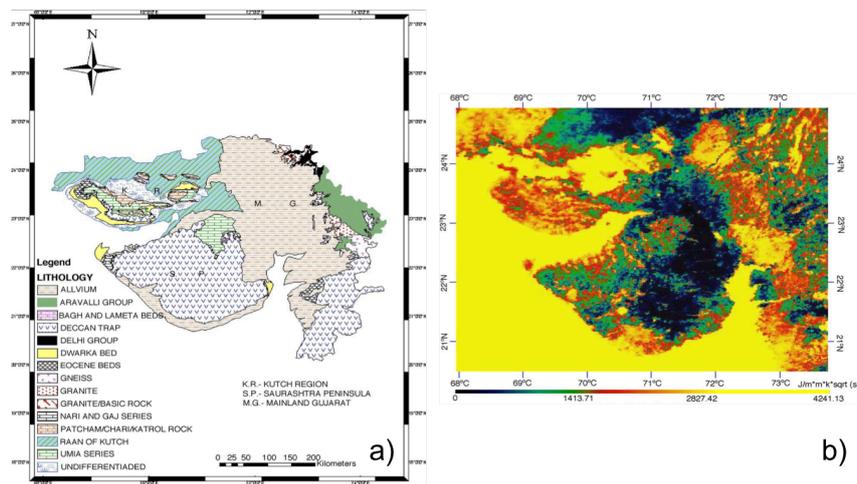


Figure 25 : a) carte géologique simplifiée de la région du Gujarat, Inde ;  
b) carte d'inertie thermique de cette même région (Nasipuri *et al.*, 2005).

Plus récemment, Majumdar (2003) et Nasipuri *et al.* (2005) ont proposé des cartes d'inertie thermique de la péninsule indienne à partir des détecteurs satellite haute résolution INSAT-VHRR et NOAA-AVHRR (figure 25). Nasipuri *et al.* (2005) a notamment fait le lien entre inertie thermique, lithologie et géologie structurale. Bien que rendue difficile par la présence de végétation, l'exposition limitée des affleurements (présence potentielle d'alluvions, de poussières, de sable sur les roches) et la précision des modèles numériques, il apparaît que ce type de méthode reste dans certains cas très utile (notamment dans les zones arides, semi-arides ou les zones volcaniques) pour compléter les cartographies existantes sur Terre.

Sur Mars, l'énergie solaire incidente est deux fois moins importante que sur Terre. La planète possède une atmosphère très ténue et composée à 95 % de CO<sub>2</sub> (sa pression à la surface et sa densité sont 100 fois plus faible que sur Terre). Du fait de cette composition, une très faible partie du rayonnement incident (de l'ordre de 1%) est absorbée par l'atmosphère avant d'atteindre la surface martienne. Ainsi, au premier ordre, la température de surface est déterminée uniquement par l'interaction du soleil avec le sol : la surface est chauffée par absorption du rayonnement incident visible et se refroidit par émission dans l'infrarouge thermique. Cette relative « simplicité » du bilan thermique et le fait de pouvoir s'affranchir des effets de l'atmosphère ont permis le développement important de méthodologie de caractérisation de l'état de surface grâce à des données thermiques. Plusieurs missions ont ainsi permis la caractérisation des températures de surface depuis l'orbite et maintenant depuis le sol :

- Les sondes Viking (1976-1980) ;
- L'instrument TES de Mars Global Surveyor (1997-2006) (Christensen *et al.*, 2001) ;
- L'instrument THEMIS de Mars Odyssey (2001) ;
- L'instrument Mini-TES (sur les rovers Spirit et Opportunity).

Les premières cartographies orbitales de l'inertie thermique de Mars ont d'abord été réalisées grâce à l'instrument TES avec une résolution spatiale de 3 km (Mellon *et al.*, 2000), puis avec l'instrument THEMIS avec une résolution de 100 m (Ferguson *et al.*, 2006 ; Edwards *et al.*, 2009). Celles-ci ont permis de quantifier les propriétés thermo-physiques des grands ensembles géologiques martiens (figure 26). Combinée aux observations visible de la caméras haute résolution HiRISE (High Resolution Imaging Science Experiment), CTX (Context Camera) et MOC (Mars Orbiter Camera), elles ont aussi permis de comprendre les processus géologiques à l'échelle locale, aujourd'hui confirmé par le travail du rover Curiosity (Martinez *et al.*, 2014).

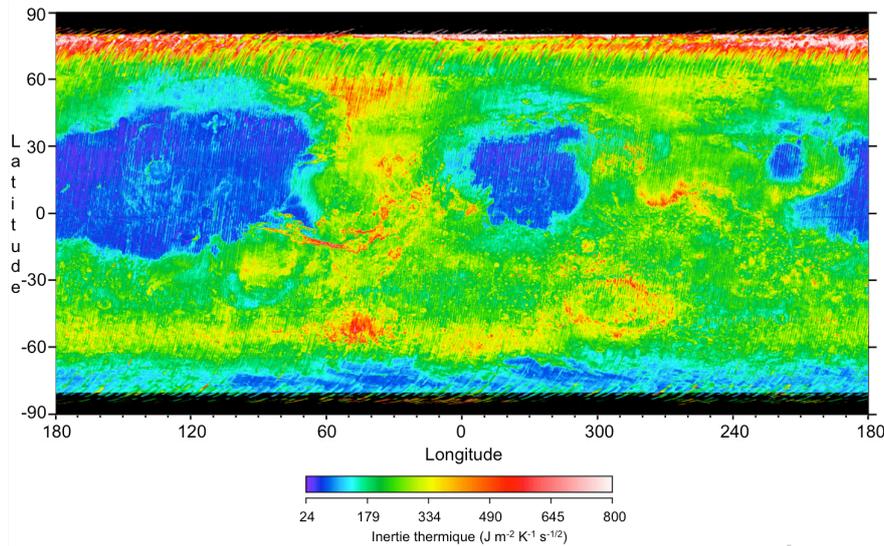


Figure 26 : Carte d'inertie thermique de nuit de la planète Mars réalisée grâce aux données thermiques de l'instrument TES (Putzig *et al.*, 2005). Compte tenu des erreurs réalisées sur la mesure thermique depuis l'orbite et sur la modélisation numérique, la précision obtenue sur la valeur absolue de l'inertie thermique semble être d'environ 6% (Mellon *et al.*, 2000).

Trois approches ont été utilisées afin de calculer l'inertie thermique de la planète :

- Comparaison d'observations thermiques orbitales continues à un modèle conductif-radiatif unidimensionnel. Dans ce cas les valeurs d'albédo et d'inertie thermiques sont ajustées (Kieffer *et al.*, 1977) ;
- Plus récemment, une seconde approche a permis d'analyser des mesures ponctuelles de nuit réalisées par l'instrument TES. Dans ce cas, un modèle thermique 1D génère une multitude de cycles diurnes pour plusieurs conditions physiques (albédo, inertie thermique, pression de surface, opacité de l'atmosphère associée à la présence de poussières, latitude, heure et saison), afin de générer une base de données à 7 dimensions. Cette dernière est ensuite utilisée afin de trouver l'inertie thermique qui explique le mieux la température observée (Mellon *et al.*, 2000).

- Enfin, une dernière approche (Hamilton *et al.*, 2014) a consisté à obtenir des valeurs d'inertie thermique locale (sites d'atterrissage) en comparant les résultats de modèles thermiques aux valeurs de températures mesurée à la fois depuis l'orbite et sur le terrain grâce aux instruments Mini-TES et REMS.

Aujourd'hui l'un de ces modèles thermiques (MARSTHEM, [https://marsthem.boulder.swri.edu/model\\_documentation.php](https://marsthem.boulder.swri.edu/model_documentation.php) - introduction) est directement utilisable sur Internet et permet de réaliser des modèles thermiques de la couche de sol superficielle martienne. Néanmoins, l'influence de certains paramètres est généralement négligée dans le calcul de l'inertie thermique. La quantité de poussière pouvant être très importante dans l'atmosphère martienne ou la présence, relativement commune, de nuages de glace d'eau sont probablement les sources d'erreurs les plus importantes pour le calcul de l'inertie thermique. D'autres facteurs comme la topographie ou la rugosité de surface sont aussi sources d'erreurs potentielles, explicités dans la section suivante.

#### 5.4. Influence de la topographie sur le champ thermique de surface

Les températures de surface peuvent être modulées de façon très importante par les variations de pente de la surface observée (Dubayah and van Katwijk, 1992 ; Whiteman, 1989 ; Aguilar *et al.*, 2010 ; Lee *et al.*, 2013). La topographie détermine :

- La distribution de rayonnement incident ;
- La variabilité des pentes et des orientations des surfaces ;
- La génération de zones d'ombre ;
- La proportion de ciel  $\alpha$  dans laquelle émet un point présent au niveau de la surface. Le refroidissement est en effet contrôlé par les échanges d'énergie entre la surface et les parois des vallées/crêtes vues par un point de cette surface (Whiteman, 1989 ; figure 27). Plus cet angle est petit, moins la surface voit de ciel, et plus celle-ci retarde son refroidissement par rapport à une surface plane ou le sommet d'une crête (Antoine *et al.*, 2009).

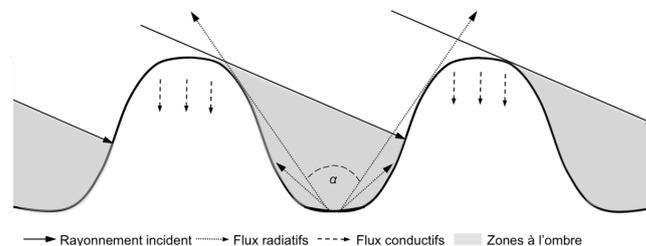


Figure 27 : Influence de la topographie sur le rayonnement. Le refroidissement de la surface dépend de la proportion de ciel  $\alpha$  vue par un point de la surface.

Si l'influence thermique des paramètres physiques et radiatifs sur le sol est relativement bien connue, peu d'études ont été menées sur l'influence de la topographie sur les températures de surface. Cette situation est due principalement i) au manque de données sur l'évolution de chaque composante du

rayonnement dans les zones montagneuses et ii) à la complexité des terrains (Oke, 78, Miller, 1981, Aguilar *et al.*, 2010).

À grande échelle (c'est à dire kilométrique), quelques observations existent (Oke, 78 ; Miller, 1981, Whiteman 1989 a et b). Par exemple, la Brush Creek Valley, une zone de vallée encaissée dans le Colorado (États-Unis) a pu être étudiée grâce à plusieurs capteurs de rayonnement (Whiteman, 1989 a et b). Ceux-ci ont permis de suivre l'évolution de l'amplitude des diverses composantes du rayonnement dans le fond de la vallée, au niveau des flancs et de ses sommets). Celles-ci montrent que :

- la quantité d'énergie reçue en surface est très fortement influencée par les pentes et l'orientation des surfaces ;
- de fortes variations sont observées dans l'amplitude du rayonnement réfléchi et émis en fonction des différents sites (fond de vallée, flancs et sommets);
- Le contraste entre les faces sud-ouest et nord-est est significatif, produisant des variations importantes dans les flux de chaleurs sensible et latente;
- Les ombres générées par la présence de la topographie environnante produisent des différences notables entre les différents sites, aussi bien en terme de flux reçu instantané que de flux reçu journalier ;
- Le sommet de la vallée, du fait de sa proportion de ciel plus importante, possède un flux net positif plus important que les autres sites en journée, ainsi qu'un flux net moyen négatif plus important pendant la nuit. Celui-ci perd aussi le flux de chaleur sensible le plus important;
- Les contrastes radiatifs inter-sites apparaissent moins importants en période nuageuse.

Le manque de données radiatives précises a mené au développement de modèles numériques basés sur des méthodes d'interpolation et permettant de calculer les différentes composantes du rayonnement lorsque des stations de mesure de rayonnement sont absentes. On peut citer par exemple le code SOLARFLUX du Los Alamos National Laboratory (Rich *et al.*, 1995) développée pour la plateforme ARC/INFO de la société ESRI. Celui-ci calcule le rayonnement solaire basé sur l'orientation des surfaces (pente et direction), l'angle solaire (azimuth et zénith), ainsi que les ombres causées par la topographie. D'autres modèles (Fu et Rich, 2002) permettent de calculer directement des cartes de température de zone de relief à partir des données de rayonnements théoriques, de quelques données de température obtenues *in situ* et d'un modèle numérique de terrain. La figure 28 présente un exemple de champ thermique à 20 cm de profondeur dans une zone de montagne du Colorado (États-Unis) généré grâce à ce type de modèle. L'ensemble de ces études montre :

- qu'à grande échelle (~1 km), les variations semblent être dominées par la luminance moyenne (Tadé, 2004) ;
- les transferts thermiques peuvent être approchés par des modèles monodimensionnels ne prenant pas en compte les transferts thermiques latéraux et se limitent à modéliser les flux dans le sens vertical.

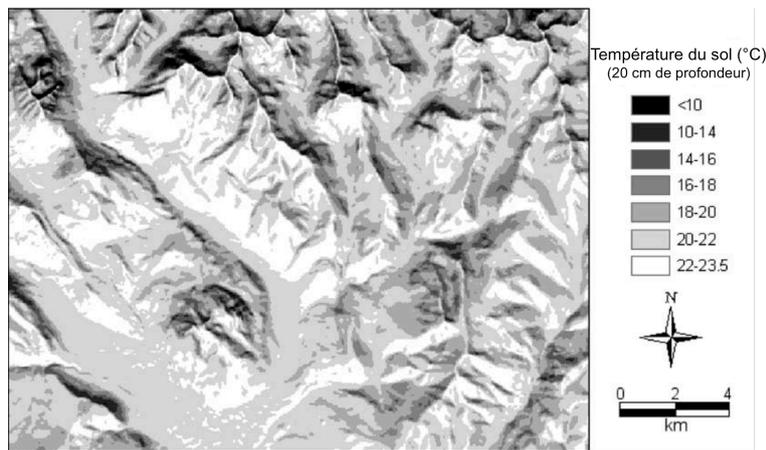


Figure 28 : Carte de la moyenne des températures maximales journalières pour la fin d'été (10 Aout 1998-9 Septembre 1998) dans le Colorado, Etats Unis (d'après Fu et Rich, 2002).

Les études radiatives à petite échelle sont aussi peu nombreuses. Celles-ci se sont développées en agronomie et dans le domaine de l'agriculture, car la température du sol possède une forte influence sur la croissance de la végétation et sa teneur en eau. Si à grande échelle, l'hypothèse de transfert radiatif 1D semble tout à fait suffisante, à l'échelle du mètre, les transferts latéraux ne sont plus négligeables (Tadé, 2004). On peut citer par exemple les travaux expérimentaux de Burrows (1963) et de Shaw and Buchele (1957) et théoriques de Mahrer (1982) (figure 29) visant à quantifier les variations spatio-temporelles de la température pour une série de sillons et crêtes nord-sud et est-ouest de 20 à 30 cm de haut et de 1 m de long. Les trois études mettent en évidence une variabilité de plusieurs degrés pour les températures de surface :

- La présence de températures maximales atteintes pour la pente sud et minimale pour la pente nord ;
- Le maximum de température est décalée pour les pentes est et ouest : les températures maximales sont atteinte en fin de matinée (~11h) pour la pente est et autour de 15h pour la pente ouest ;
- Les températures de la pente sont moins élevées de quelques degrés que celles de la pente ouest. Cette dernière est déjà chauffée par conduction et rayonnement en matinée, alors qu'elle ne reçoit le rayonnement solaire que pendant l'après-midi ;
- La crête est plus chaude que la surface horizontale pendant la journée avec une différence maximale de  $4^{\circ}\text{C}$  à la mi-journée et plus froide pendant la nuit (contraste de  $4\text{-}5^{\circ}\text{C}$ ) ;
- Enfin, les sillons sont plus chauds que les crêtes pendant la nuit. En effet, la proportion de ciel vers laquelle rayonne un point du sillon étant plus faible que celle vue par un point de la crête, tout se passe comme si le sillon retarde son refroidissement pendant la nuit.

La planétologie martienne a aussi vu le développement de travaux sur les transferts thermiques à petite échelle (de quelques cm au m). Ces travaux permettent aujourd'hui d'améliorer les modèles thermo-physiques de la surface de la planète. En effet, les modèles d'inertie thermique de Mars supposent une surface sans relief. Or, comme vu précédemment, celui-ci peut générer une variabilité de température de l'ordre de plusieurs degrés, et induire des erreurs dans le calcul de l'inertie thermique (Davidsson *et al.*, 2009).

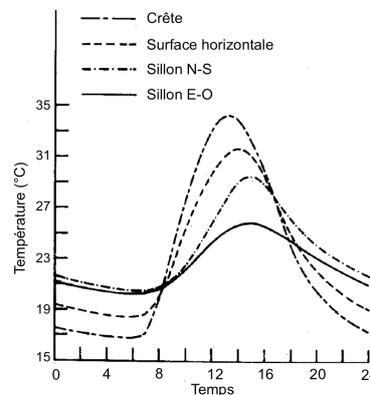


Figure 29 : Modélisation de l'évolution journalière de température à 5 cm de profondeur le long d'une crête nord-sud, une surface horizontale, une crête sud-est et un sillon nord-sud (d'après Mahrer, 1982).

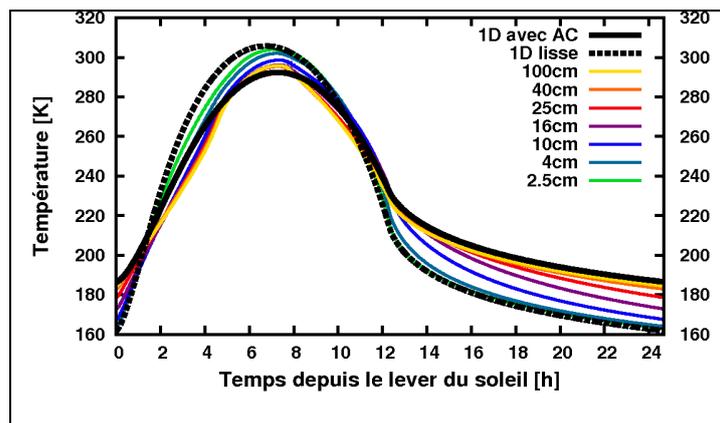


Figure 30 : Évolution de la température moyenne vue par une caméra thermique au nadir, durant une journée martienne à l'équateur, pour des reliefs entre 2,5 et 100 cm (AC=auto-chauffage). Le relief est constitué de sinusoides de largeur et hauteur identiques. La conductivité est fixée à  $0,1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , l'émissivité à 1 et l'albédo à 0 (Gaudin, 2012).

Afin de prendre en compte le paramètre de rugosité dans les modèles, il a alors été proposé un facteur correctif: le facteur de rayonnement ou d'auto-chauffage (Hapke, 1984 ; Davidsson *et al.*, 2010 ; Leyrat *et al.*, 2011), intégré dans le terme de refroidissement par émission. Gaudin (2012) a modélisé l'évolution des températures de surface de la planète Mars pour différentes rugosités. Il montre

que la non prise en compte des effets de la micro-topographie de surface peut induire des erreurs significatives dans le calcul de l'inertie thermique (jusqu'à un facteur 2), à partir des images thermiques. Les effets de la rugosité se font ressentir sur les températures de surface dès que la hauteur caractéristique dépasse 10 cm (figure 30). Les rugosités de grande taille suivent alors le comportement thermique prédit par le modèle d'auto-chauffage. La taille des objets mesurés est donc une donnée essentielle à considérer pour la correction de l'inertie thermique.

## 6. Conclusion

La découverte du domaine de l'infrarouge dans le spectre électromagnétique au XIX<sup>ème</sup> siècle par Sir Frederick William Herschel a permis la création et une évolution des capteurs observant dans ce domaine. La transition de capteurs à batterie à refroidissement à azote liquide à celui d'un système microbolomètre (sans refroidissement) a permis la miniaturisation des capteurs allant jusqu'à un capteur de la taille d'une pièce de monnaie. Cette transition explique l'utilisation de plus en plus « grand public » de ce type d'observation. Avec l'apparition des capteurs de type microbolomètre, ceux-ci ont pu être installés sur différents vecteurs tels que des satellites (par exemple, les satellites METEOSAT ou Landsat), des avions et/ou des drones et des caméras à main. Cependant, malgré une utilisation « grand public », l'interprétation des données acquises dans le domaine de l'infrarouge thermique n'est pas aisée. En effet, comme présentée dans ce chapitre, la température observée dépend essentiellement des variations des propriétés optiques telles que l'albédo et/ou l'émissivité et les propriétés thermiques telles que la conductivité thermique et l'inertie thermique de la surface. D'autres facteurs importants, dont il faut tenir compte et qui n'ont pas été présentés dans ce chapitre est la météorologie (plus précisément la présence de nuage, ceux-ci étant opaques au rayonnement infrarouge) et la présence de végétation qui modifie la température de surface par le phénomène d'évaporation-condensation.

## Remerciements

Ce travail a bénéficié du soutien du Commissariat Général au Développement Durable dans le cadre du projet interne Cerema « Hydrogeo ».

## Bibliographie

- Aduda, B. O. (1996). Effective thermal conductivity of loose particulate systems. *Journal of materials science*, 31(24), 6441-6448.
- Aguilar, C., Herrero, J., and Polo, M. J. (2010). Topographic effects on solar radiation distribution in mountainous watersheds and their influence on reference evapotranspiration estimates at watershed scale. *Hydrology and Earth System Sciences*, 14(12), 2479-2494.
- Akawwi E., Al-Zouabi A., Kakish M., Koehn F. and Sauter M. (2008), Using Thermal Infrared Imagery (TIR) for Illustrating the Submarine Groundwater Discharge into the Eastern Shoreline of the Dead Sea-Jordan. *American Journal of Environmental Sciences*, 4 (6), 693-700

- Amici, S., Turci, M., Giammanco, S., Spampinato, L., & Giulietti, F. (2013). UAV thermal infrared remote sensing of an Italian mud volcano. *Advances in Remote Sensing*, 2013.
- Antoine R., Macaire O., Sorin J-L, Davidson R., Fauchard C. (2016), Modélisation thermique 3D et géophysique du glissement des Vaches Noires, Villers sur Mars, Normandie, France. Rapport Technique, Cerema.
- Antoine R., Baratoux D., Rabinowicz M., Fontaine F.J., Bachèlery P., Staudacher T., Saracco G., Finizola A. (2009), Thermal infrared images analysis of a quiescent cone on Piton de La Fournaise volcano: Evidence for convective air flow within an unconsolidated soil, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, Volume 183, Issues 3-4, 2009, Pages 228-244.
- Barnouin-Jha, O. S. and P. H. Schultz (1996). Ejecta entrainment by impact-generated ring vortices: Theory and experiments. *J. Geophys. Res.*, 101(E9), 21099–21115, doi: 10.1029/96JE01949
- Baroň, I.; Bečkovský, D.; Míča, L. Application of infrared thermography for mapping open fractures in deep-seated rockslides and unstable cliffs. *Landslides* 2014, 11, 15–27.
- Bland G., Coronado P., Miles T., Bretthauer P., Lunsford A. and Bognar J. "Sensors with Wings" - Small UAVs for Earth Science", AIAA 3rd "Unmanned Unlimited" Technical Conference, Workshop and Exhibit, Infotech@Aerospace Conferences, <http://dx.doi.org/10.2514/6.2004-6418>, 2004
- Beck E. An improved method of computing the thermal conductivity of fluid – filled sedimentary rocks. *Geophysics* 1976 41:1, 133-144.
- Burrows, W. C. (1963). Characterization of soil temperature distribution from various tillage-induced microreliefs. *Soil Science Society of America Journal*, 27(3), 350-353.
- Calvari, S. and Pinkerton H. Birth, growth and morphologic evolution of the ‘Laghetto’ cinder cone during the 2001 Etna eruption, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, Volume 132, Issues 2–3, 30 April 2004, Pages 225-23.
- Christensen, P. R., Bandfield, J. L., Hamilton, V. E., Ruff, S. W., Kieffer, H. H., Titus, T. N., ... & Jakosky, B. M. (2001). Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer experiment: investigation description and surface science results. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 106(E10), 23823-23871.
- Christensen P. R. (1983). Eolian intracrater deposits on Mars: Physical properties and global distribution. *Icarus*, 56 (3), 496-518, doi: 10.1016/0019-1035(83)90169-0 .
- Clauser, C., & Huenges, E. (1995). Thermal conductivity of rocks and minerals. *Rock physics & phase relations: A handbook of physical constants*, 105-126.
- Coppola, D., James, M. R., Staudacher, T., & Cigolini, C. (2010). A comparison of field- and satellite-derived thermal flux at Piton de la Fournaise: implications for the calculation of lava discharge rate. *Bulletin of volcanology*, 72(3), 341-356.
- Coradine, A., Capaccioni, F., Drossart, P., Semery, A., Arnold, G., Schade, U., ... & Bibring, J. P. (1998). VIRTIS: An imaging spectrometer for the Rosetta mission. *Planetary and Space Science*, 46(9), 1291-1304.

- Cornillon P. and Watts R. (1987): Satellite Thermal Infrared and Inverted Echo Sounder Determinations of the Gulf Stream Northern Edge. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **4**, 712-723, doi: 10.1175/1520-0426(1987)004<0712:STIAIE>2.0.CO;2.
- Côté, J., & Konrad, J. M. (2005). A generalized thermal conductivity model for soils and construction materials. *Canadian Geotechnical Journal*, *42*(2), 443-458.
- Crippen, R. E., Hook, S. J., & Fielding, E. J. (2007). Nighttime ASTER thermal imagery as an elevation surrogate for filling SRTM DEM voids. *Geophysical research letters*, *34*(1).
- Davidsson, B. J., Gutiérrez, P. J., Groussin, O., A'Hearn, M. F., Farnham, T., Feaga, L. M., ... & Rickman, H. (2013). Thermal inertia and surface roughness of Comet 9P/Tempel 1. *Icarus*, *224*(1), 154-171.
- Deseilligny, M. P., & Clery, I. (2011, March). Apero, an open source bundle adjustment software for automatic calibration and orientation of set of images. In *Proceedings of the ISPRS Symposium, 3DARCH11* (Vol. 269277).
- de Vries, D. A., & Afgan, N. H. (1975). *Heat and mass transfer in the biosphere. 1. Transfer processes in the plant environment*. Scripta Book Co..
- Dong, Y., McCartney, J. S., & Lu, N. (2015). Critical review of thermal conductivity models for unsaturated soils. *Geotechnical and Geological Engineering*, *33*(2), 207-221.
- Dubayah, R., & Van Katwijk, V. (1992). The topographic distribution of annual incoming solar radiation in the Rio Grande river basin. *Geophysical Research Letters*, *19*(22), 2231-2234.
- Edwards, C. S., J. L. Bandfield, P. R. Christensen, and R. L. Fergason (2009). Global distribution of bedrock exposures on Mars using THEMIS high-resolution thermal inertia. *J. Geophys. Res.*, *114*, E11001, doi: 10.1029/2009JE003363.
- Fauchard, C., Pothérat, P., Cote, P., & Mudet, M. (2004). Détection de cavités souterraines par méthodes géophysiques. *Guide technique- Laboratoire central des ponts et chaussées*.
- Fergason, R. L., P. R. Christensen, and H. H. Kieffer (2006), High-resolution thermal inertia derived from the Thermal Emission Imaging System (THEMIS): Thermal model and applications, *J. Geophys. Res.*, *111*(E12004), doi:10.1029/2006JE002735.
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Abbas, M. M., Achterberg, R. K., Ade, P., Barucci, A., ... & Carlson, R. (2004). Exploring the Saturn system in the thermal infrared: The composite infrared spectrometer. In *The Cassini-Huygens Mission* (pp. 169-297). Springer Netherlands.
- Francis, P., Oppenheimer, C., & Stevenson, D. (1993). Endogenous growth of persistently active volcanoes. *Nature*, *366*(6455), 554-557.
- Fu, P. and Rich, P. M. (2002). A geometric solar radiation model with applications in agriculture and forestry. *Computers and electronics in agriculture*, *37*(1), 25-35.
- Gaudin D. (2012). Imagerie infrarouge thermique haute résolution : potentiels et limitations pour la géologie, thèse de l'Université de Bretagne Occidentale, 200 pp.

- Gillespie, A. R. and Khale A. B. (1997). Construction and interpretation of a digital inertia image of Pissgah Crater and Lavic Lake in Southern California. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 43, 983-1000.
- Goranson, R. W. (1942). Heat capacity; heat of fusion. *Geological Society of America Special Papers*, 36, 223-242.
- Gracheva EO, Ingolia NT, Kelly YM, Cordero-Morales JF, Hollopeter G, Chesler AT, Sanchez EE, Perez JC, Weissman JS and Julius D (2010) Molecular basis of infrared detection by snakes. *Nature* 464: 1006-1011.
- Greeley, R., A. Skyepeck, and J. B. Pollack (1993). Martian aeolian features and deposits: Comparisons with general circulation model results. *J. Geophys. Res.*, 98(E2), 3183–3196, doi: 10.1029/92JE02580.
- Hapke, B. (1984). Bidirectional reflectance spectroscopy: 3. Correction for macroscopic roughness. *Icarus*, 59(1):41–59
- Harris, A. J., Dehn, J., & Calvari, S. (2007). Lava effusion rate definition and measurement: a review. *Bulletin of Volcanology*, 70(1), 1-22.
- Howett, C. J. A., Spencer, J. R., Pearl, J., & Segura, M. (2010). Thermal inertia and bolometric Bond albedo values for Mimas, Enceladus, Tethys, Dione, Rhea and Iapetus as derived from Cassini/CIRS measurements. *Icarus*, 206(2), 573-593.
- Johansen, O. (1977). *Thermal conductivity of soils* (No. CRREL-TL-637). Cold Region Research and Engineering Lab Hanover NH.
- Kääb, A., Wessels, R., Haerberli, W., Huggel, C., Kargel, J.S., Khalsa, S.J.S. Rapid ASTER imaging facilitates timely assessment of glacier hazards and disasters. *Eos Trans. Am. Geophys. Union* 2003, 84, 117–121.
- Kahle, A. B. (1977). A simple thermal model of the Earth's surface for geologic mapping by remote sensing. *J. Geophys. Res.*, 82(11), 1673–1680, doi: 10.1029/JB082i011p01673
- Kahle, A. B., Gillespie, A. R., Goetz, A. F. H., Addington, J. D. (1975). Thermal inertia mapping for lithologic materials in earth surface. In: *International Symposium on Remote Sensing of Environment, 10<sup>th</sup>, Proceedings. Volume 2.*, Ann Arbor, Mich., Environmental Research Institute of Michigan, p. 985-994.
- Kersten, M. S. (1949). Thermal properties of soils.
- Kieffer, H. H., Martin, T. Z., Peterfreund, A. R., Jakosky, B. M., Miner, E. D., & Palluconi, F. D. (1977). Thermal and albedo mapping of Mars during the Viking primary mission. *Journal of Geophysical Research*, 82(28), 4249-4291.
- Kirchhoff, G. (1860). I. On the relation between the radiating and absorbing powers of different bodies for light and heat. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 20(130), 1-21.
- Kosugi, K. I., Yamakawa, Y., Masaoka, N., Mizuyama, T., & Funakoshi, K. (2012). Application of thermal infrared remote sensing for detecting slopes with high landslide-vulnerability. *Journal of the Japan Society of Erosion Control Engineering*, 64(6).

- Ksaibati, K. and Yavuzturk, C. (2002). *Assessment of temperature fluctuations in asphalt pavements due to thermal environmental conditions using a two-dimensional transient finite difference approach* (No. MPC Report No. 02-136).
- Kurita, K., Baratoux, D., Sato, H., Suzuki, A., Vaucher, J., Kodama, S., ... & Takahashi, S. (2007). Thermal imaging of volcanic areas and implications for the interpretation of surface temperatures on mars. *LPI Contributions*, 1353, 3113.
- Lee, W. L., Liou, K. N., & Wang, C. C. (2013). Impact of 3-D topography on surface radiation budget over the Tibetan Plateau. *Theoretical and applied climatology*, 113(1-2), 95-103.
- Leyrat, C., Coradini, A., Erard, S., Capaccioni, F., Capria, M. T., Drossart, P., ... & VIRTIS Team. (2011). Thermal properties of the asteroid (2867) Steins as observed by VIRTIS/Rosetta. *Astronomy & Astrophysics*, 531, A168.
- Lebofsky, L. A. and Rieke, G. H. (1979). Thermal properties of 433 Eros. *Icarus*, 40(2), 297-308.
- Loeb, A. L. (1954). Thermal Conductivity: VIII, A Theory of Thermal Conductivity of Porous Materials. *Journal of the American Ceramic Society*, 37: 96-99. doi:10.1111/j.1551-2916.1954.tb20107.x
- Lomax, A. S., Corso, W., & Etro, J. F. (2005). Employing unmanned aerial vehicles (UAVs) as an element of the Integrated Ocean Observing System. In *Proceedings of OCEANS 2005 MTS/IEEE* (pp. 184-190). IEEE.
- Lopez, T., R. Antoine, Y. Kerr, J. Darrozes, M. Rabinowicz, G. Ramillien, A. Cazenave and P. Genthon (2015). Subsurface hydrology in the Lake Chad basin from convection modelling and observations, *Surveys in Geophysics*, doi:10.1007/s10712-016-9363-5.
- Lu, S., Ren, T., Gong, Y., & Horton, R. (2007). An improved model for predicting soil thermal conductivity from water content at room temperature. *Soil Science Society of America Journal*, 71(1), 8-14.
- Mahrer, Y. (1982). A theoretical study of the effect of soil surface shape upon the soil temperature profile. *Soil Science*, 134(6), 381-387.
- Majumdar, T. J. (2003). Regional thermal inertia mapping over the Indian subcontinent using INSAT-1D VHR data and its possible geological applications. *International Journal of Remote Sensing*, 24 (11), doi: 10.1080/01431160210161724.
- Martínez, G. M., Rennó, N., Fischer, E., Borlina, C. S., Hallet, B., Torre Juárez, M., ... & Haberle, R. M. (2014). Surface energy budget and thermal inertia at Gale Crater: Calculations from ground-based measurements. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 119(8), 1822-1838
- McGaw, R. (1969). Heat conduction in saturated granular materials. *Highway Research Board Special Report*, (103).
- Mellon, M.T., Jakosky B. M., Kieffer, H. K. and Christensen, P. R., High-Resolution Thermal Inertia Mapping from the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (2000). *Icarus*, Volume 148, Issue 2, Pages 437-455.
- Mellon, M. (2001), Thermal inertia and rock abundance on Mars, paper presented at TES Data Users Workshop, Ariz. State Univ., Tempe, 13 – 15 Nov.

- Mermoud, A (2006), cours de physique du sol, EPFL.
- Mickley, A. S. (1951). The thermal conductivity of moist soil. *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, 70(2), 1789-1797.
- Monchau, J. P. (2014). *Mesure d'émissivité pour la thermographie infrarouge appliquée au diagnostic quantitatif des structures* (Doctoral dissertation, Université Laval, Québec).
- Nasipuri, P., Mitra, D.S., Majumdar, T.J. (2005). Generation of thermal inertia image over a part of Gujarat: A new tool for geological mapping. *International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation*, 7 (2), 129-139, doi: 10.1016/j.jag.2005.02.002
- Oke, T. R. (1978). Boundary layer climates, 372. *Methuen, New York*.
- Muthulakshmi, A. L., Natesan, U., Ferrer, V. A., Deepthi, K., Venugopalan, V. P., & Narasimhan, S. V. (2013). A novel technique to monitor thermal discharges using thermal infrared imaging. *Environmental Science: Processes & Impacts*, 15(9), 1729-1734.
- O'Neill, L. W., Chelton, D. B., Esbensen, S. K., & Wentz, F. J. (2005). High-resolution satellite measurements of the atmospheric boundary layer response to SST variations along the Agulhas Return Current. *Surface Wind Modification Near Mid-Latitude Ocean Fronts: Observational and Dynamical Analysis*, 54.
- don Palluconi, F. and Kieffer, H. H. (1981). Thermal inertia mapping of Mars from 60°S to 60°N. *Icarus*, 45 (2), 415-426. doi: 10.1016/0019-1035(81)90044-0
- Peterfreund, A. R. and Kieffer, H. H. (1979). Thermal infrared properties of the Martian atmosphere: 3. Local dust clouds. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 84(B6), 2853-2863.
- Piqueux, S. and Christensen, P. R. (2011). Temperature-dependent thermal inertia of homogeneous Martian regolith. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 116(E7).
- Planck, M. (1901). On the Law of the Energy Distribution in the Normal Spectrum. *Annals of Physics*, 4, 553.
- Pouliquen, O. and Vallance, J. W. (1999). Segregation induced instabilities of granular fronts. *Chaos*, 9, 621-630. doi: 10.1063/1.166435
- Pratt, D. A., & Ellyett, C. D. (1979). The thermal inertia approach to mapping of soil moisture and geology. *Remote sensing of environment*, 8(2), 151-168.
- Presley, M. A. and Christensen, P. R. (1997). Thermal conductivity measurements of particulate materials 2. Results. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 102(E3), 6551-6566.
- Putzig, N. E., Mellon, M. T., Kretke, K. A., & Arvidson, R. E. (2005). Global thermal inertia and surface properties of Mars from the MGS mapping mission. *Icarus*, 173(2), 325-341.
- Putzig, N. E. (2006). Thermal inertia and surface heterogeneity on Mars. Thèse de doctorat, Faculty of the Graduate School of the University of Colorado.
- Putzig, N. E., & Mellon, M. T. (2007). Apparent thermal inertia and the surface heterogeneity of Mars. *Icarus*, 191(1), 68-94.

- Radzicki K. (2014). The important issues of levees monitoring with special attention to thermal-monitoring method application. South Baltic Conference on New Technologies and Recent Developments in Flood Protection, 5-6 June, Gdańsk (Poland), 10p.
- Rich, P. M., Hetrick, W. A., & Saving, S. C. (1995). *Modeling topographic influences on solar radiation: a manual for the SOLARFLUX model* (No. LA--12989-M). Los Alamos National Lab., NM (United States).
- Robertson, E. C. (1988). *Thermal properties of rocks* (No. 88-441). US Geological Survey.
- Sabins LF (1999) Remote sensing: principles and interpretation. W. H. Freeman, San Francisco
- Sabins, F. F. (1969). Thermal infrared imagery and its application to structural mapping in southern California. *Geological Society of America Bulletin*, 80(3), 397-404.
- Schuetz, T. and M. Weiler 2011, Quantification of localized groundwater inflow into streams using ground based infrared thermography, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L03401, doi: 10.1029/2010GL046198.
- Shaw, R. H. and Buchele, W. F. (1957). The effect of the shape of the soil surface profile on soil temperature and moisture. *Iowa State College Journal of Science*, 32(1), 95-104.
- Settle, M. (1980) *Geological Applications of Thermal Infrared Remote Sensing*. Techniques. LPI Tech. Rpt. 81-06. Lunar and Planetary. Institute, Houston.
- Sheng H., Chao H. , Coopmans C., Han J., McKee M. and Chen Y., "Low-cost UAV-based thermal infrared remote sensing: Platform, calibration and applications," *Mechatronics and Embedded Systems and Applications (MESA), 2010 IEEE/ASME International Conference on*, Qingdao, 2010, pp. 38-43. doi: 10.1109/MESA.2010.5552031.
- Smith, M. D., Pearl, J. C., Conrath, B. J., & Christensen, P. R. (2001). Thermal Emission Spectrometer results: Mars atmospheric thermal structure and aerosol distribution. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 106(E10), 23929-23945.
- Steissberg, T. E., Simon J. Hook, S. Geoffrey Schladow, Characterizing partial upwellings and surface circulation at Lake Tahoe, California–Nevada, USA with thermal infrared images, *Remote Sensing of Environment*, Volume 99, Issues 1–2, 15 November 2005, Pages 2-15, doi: 10.1016/j.rse.2005.06.011.
- Tadé, V. (2004). *Modélisation de la variabilité spatiale et temporelle de la température de surface pour un sol homogène avec relief* (Doctoral dissertation, Université de Provence-Aix-Marseille I).
- Tokinaga, H., Tanimoto, Y., & Xie, S. P. (2005). SST-Induced Surface Wind Variations over the Brazil-Malvinas Confluence: Satellite and In Situ Observations. *Journal of climate*, 18(17), 3470-3482.
- Tonolla, D., Acuña, V., Uehlinger, U., Frank, T., Tockner, K. (2010). Thermal Heterogeneity in River Floodplains. *Ecosystems*, 13, 727, doi:10.1007/s10021-010-9350-5
- Turcotte, D. L., & Schubert, G. (2002). Geodynamics. *Geodynamics*, by Donald L. Turcotte and Gerald Schubert, pp. 472. ISBN 0521661862. Cambridge, UK: Cambridge University Press, March 2002., 472.

- Wan, Z., Zhang, Y., Ma, X., King, M. D., Myers, J. S. and Li, X. (1999). Vicarious calibration of the moderate-resolution imaging spectroradiometer airborne simulator thermal-infrared channels. *Applied optics*, 38(30), 6294-6306.
- Warwick, D., Hartopp, P. G. and Viljoen, R. P. (1979). Application of the thermal infra-red linescanning technique to engineering geological mapping in South Africa. *Quarterly Journal of Engineering Geology and Hydrogeology*, 12(3), 159-179.
- Watson, K. (1973). Periodic heating of a layer over a semi-infinite solid. *J. Geophys. Res.*, 78(26), 5904-5910, doi:10.1029/JB078i026p05904.
- Watson, K. (1975). Geologic applications of thermal infrared images. *Proceedings of the IEEE*, 63(1), 128-137.
- Wawrzyniak, V. (2012). *Étude multi-échelle de la température de surface des cours d'eau par imagerie infrarouge thermique : exemples dans le bassin du Rhône* (Doctoral dissertation, Université Lyon 3).
- Whiteman, C. D., Allwine, K. J., Fritschen, L. J., Orgill, M. M. and Simpson, J. R. (1989). Deep valley radiation and surface energy budget microclimates. Part I: Radiation. *Journal of Applied Meteorology*, 28(6), 414-426.
- Wilson, L., and J. W. Head III (1994). Mars: Review and analysis of volcanic eruption theory and relationships to observed landforms. *Rev. Geophys.*, 32(3), 221-263, doi: 10.1029/94RG01113.
- Woodside, W. and Messmer, J. H., Thermal Conductivity of Porous Media. I. Unconsolidated Sands. *Journal of Applied Physics*, 32, 1688-1699 (1961), doi: 10.1063/1.1728419.
- Wullschleger, S. D., Cahoon, J. E., Ferguson, J. A. and Oosterhuis, D. M. (1991). SURFTEMP: simulation of soil surface temperature using the energy balance equation. *Journal of agronomic education*, 20(1), 11-15.
- Yuhara, K. and Sekioka, M. (1977). Heat discharge from summit crater of Mihara volcano, Ooshima, Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 2(2), 187196-192202.